

Geschlossen am 15. Juli 1898.

1898.

N. 8.

**ANNALEN**  
DER  
**PHYSIK UND CHEMIE.**

HERAUSGEBET UND FORTGEFÜHRT DURCH

**R. A. C. CERN, L. W. GILBERT, J. C. FÖGGENDORF.**

**NEUE FOLGE**

**BAND 65. HEFT 4.**

DER GANZEN FOLGE SIND BÄNDE 4. HEFT

UNTER MITWIRKUNG

DER PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT ZU BERLIN

UND HERAUSGEBEN VON

**M. FLANCK**

HERAUSGEBEN VON

**G. UND E. WIEDEMANN.**

MIT ZWEI TAFELN.



**LEIPZIG, 1898.**

**VERLAG VON JOHANN AMBROSIIUS BARTH.**

Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für den in 12 Hefen (= 3 Bänden) ausgegebenen Jahrgang 36 M.

# Inhalt.

	Selt.
1. A. Hagenbach. Ueber Diffusion von Gasen durch wasserhaltige Gelatine . . . . .	673
2. J. O. Reed. Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Brechung und Dispersion einiger Krystalle und Gläser . . . . .	707
3. J. Stacheleglayew. Nachtrag zu der Abhandlung „Ueber das Brechungsvermögen des mit Flüssigkeiten getränkten Hydrophane“ . . . . .	745
4. F. Kurlbaum. Ueber eine Methode zur Bestimmung der Strahlung in absolutem Maasse und die Strahlung des schwarzen Körpers zwischen 0 und 100 Grad . . . . .	748
5. H. Ebert. Ueber die Verwendung hochfrequenter Wechselströme zum Studium electrischer Gasentladungen . . . . .	781
6. J. Hanauer. Ueber die Abhängigkeit der Capacität eines Condensators von der Frequenz der benützten Wechselströme . . . . .	789
7. A. Kalschne. Ueber die Spectra einiger Elemente bei der stetigen Glimmentladung in Geissler'schen Röhren und die Abhängigkeit der Lichtstrahlung von Stromstärke und Druck . . . . .	815
8. G. Klinkert. Die Bewegung electromagnetisch erregter Saiten . . . . .	849
9. M. Toepler. Beobachtung von Metaldampfschichtung bei electrischer Drahtzerstäubung . . . . .	873
10. A. Schuster. Die magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen . . . . .	877
11. O. Leppin. Wirkung verschiedenartiger Wellen auf den Branly'schen Oeffner . . . . .	885
12. H. Benndorf. Ueber das Verhalten rotirender Isolatoren im Magnetfelde und eine darauf bezügliche Arbeit A. Campetti's . . . . .	890
13. F. Dolezalek. Ueber die chemische Theorie des Bleiaccumulators . . . . .	894
14. I. Klementić. Bemerkungen über den inneren Widerstand der Normalelemente . . . . .	917
15. O. Wiedeburg. Zur Frage nach der „absoluten“ Temperatur . . . . .	921
16. R. Abegg. Nachtrag zu meinem Aufsatz: Ueber das dielectriche Verhalten von Eis . . . . .	923
17. W. Jaeger und K. Kahle. Ueber Quecksilber-Zink- und Quecksilber-Cadmiumelemente als Spannungsnormale . . . . .	926
18. J. H. West. Minimale Druck- und Temperaturschwankungen in der Atmosphäre . . . . .	943
19. M. Eschenhagen. Werthe der erdmagnetischen Elemente zu Potsdam für das Jahr 1897 . . . . .	951
Berichtigungen . . . . .	959

Anderweitiger Abdruck der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Uebersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.







## PHYSIK UND CHEMIE.

NEUE FOLGE. BAND 65.

1. *Ueber Diffusion  
von Gasen durch wasserhaltige Gelatine;  
von August Hagenbach.*

Unter „Diffusion“ von Gasen fasst man eine grössere Anzahl von Erscheinungen zusammen. Erstens versteht man darunter das sich Mischen zweier Gase, zweitens gehört hierzu das Durchdringen der Gase durch poröse Körper (zum Unterschiede auch Transfusion genannt), und drittens das Wandern von Gasen in absorbirenden festen oder flüssigen Körpern, die nach unseren Vorstellungen keine Porosität besitzen.

Für die Transfusion ist von Graham das bekannte Gesetz aufgestellt worden, dass sich die Diffusionsgeschwindigkeiten zweier Gase umgekehrt verhalten wie die Quadratwurzeln aus den Dichten. Dies Gesetz ist jedoch nicht genau richtig, dabei spielt noch die Reibung der Gase eine Rolle. Später ist nun dies Gesetz von Exner<sup>1)</sup> auch auf die Diffusion von Gasen durch absorbirende Flüssigkeiten ausgedehnt worden und zwar so, dass die Diffusionsgeschwindigkeiten zweier Gase sich verhalten direct wie die Absorptionscoefficienten und indirect wie die Quadratwurzeln aus den Dichten. S. v. Wroblewski<sup>2)</sup> suchte dies Gesetz auch für Kautschuk zu beweisen und findet dasselbe annähernd bestätigt, jedoch haben die specifisch leichteren Gase grössere Constanten als das Gesetz besagt.

Für die Verbreitung eines Gases in einem absorbirenden Medium gilt das Fick'sche<sup>3)</sup> Gesetz; es sagt aus, dass das Gas nach denselben Gesetzen wie die Wärme fortschreitet, gleichgültig ob der Körper fest, flüssig oder in einem dazwischen liegenden Zustand ist.<sup>4)</sup> Hierauf gründet sich die eine Be-

1) F. Exner, Pogg. Ann 155. p. 321 u. 443. 1875; Sitzungsber. d. k. Gesellsch. d. Wissensch. zu Wien 75. 1877.

2) S. v. Wroblewski, Wied. Ann. 8. p. 29. 1879.

3) Fick, Pogg. Ann. 94. p. 59. 1854.

4) S. v. Wroblewski, Wied. Ann. 2. p. 481. 1877.

stimmung der Diffusionscoefficienten. Man lässt ein Gas in eine lange Flüssigkeitsschicht eindringen und bestimmt die in gewissen Zeiten verschwundenen Gasvolumina. Solche Versuche sind von J. Stefan<sup>1)</sup> und kürzlich von Hüfner<sup>2)</sup> angestellt worden. Nach dieser Stefan'schen Methode lassen sich aber aus praktischen Gründen nur Experimente mit rasch diffundirenden Gasen anstellen, denn es können nur sehr kleine Diffusionsflächen benutzt werden, da sonst durch Dichteänderungen Strömungen entstehen, welche den regelmässigen Verlauf der Diffusion stören und meistens vollkommen verdecken.

Ausserdem lassen sich die Diffusionsgeschwindigkeiten auch so bestimmen, dass man das Gas durch eine relativ dünne Flüssigkeitsschicht hindurchgehen lässt und die Volumina bestimmt, welche in gleichen Zeiten durch dieselbe Schicht hindurchgehen. In diesem Falle hat man es mit einem stationären Zustande zu thun; es tritt ebensoviel Gas auf der einen Seite in die Schicht ein, wie auf der anderen aus, wenn dafür gesorgt wird, dass durch Gleichhalten von Druck und Temperatur der Sättigungszustand der Flüssigkeitsschicht constant bleibt. Nach dieser Methode ausgeführt sind hauptsächlich die Arbeiten von F. Exner<sup>3)</sup> zu nennen, der den Durchgang der Gase und Dämpfe durch Seifenlamellen studirt hat. Auf die eine Seite der Lamelle brachte er eine beschränkte Gasmenge und wartete den Endzustand ab. Aus der Volumverringering erhielt er das Verhältniss der Diffusionsgeschwindigkeiten des Gases gegen Luft. Aus diesen Versuchen gelang es ihm, das schon genannte Gesetz abzuleiten, nämlich, dass die sich austauschenden Volumina sich verhalten wie  $\alpha/\sqrt{d}$ , wenn  $\alpha$  den Absorptionscoefficient und  $d$  die Dichte des Gases bedeuten. Definirt man nun den Diffusionscoefficienten  $K$

$$K = \frac{v}{\alpha},$$

wo  $v$  das in einem Tag durch die Fläche eins ( $1 \text{ cm}^2$ ) und die Schichtdicke eins ( $1 \text{ cm}$ ) diffundirte Gas auf  $0^\circ \text{ C.}$  und  $760 \text{ mm}$  Druck reducirt vorstellt, so entspricht  $K$  einer Leitfähigkeit,

1) J. Stefan, Sitzungsber. d. k. Gesellsch. d. Wissensch. zu Wien (II) 77. p. 371. 1879.

2) Hüfner, Wied. Ann. 60. p. 134. 1897.

3) Exner, l. c.; Beibl. 2. p. 198. 1878.

oder einer Beweglichkeit. Setzt man denselben der Absorption umgekehrt proportional, so sagt man damit nur aus, dass diese Bewegung proportional dem Sättigungsunterschied an den beiden Grenzflächen ist, also proportional dem Gefälle in der Schicht.

Die Arbeit von Exner ist von Pranghe<sup>1)</sup> nachgemacht worden und die Exner'sche Regel wurde für Seifenlamellen bestätigt gefunden. Anders verhielt es sich aber, wenn er Lamellen aus Leinöl benutzte. Die Abweichungen von den theoretischen Werthen waren weit grösser wie die Versuchsfehler. Zu erwähnen bleibt noch, dass auch Exner eine von dem Gesetze weit abweichende Zahl für Aetherdampf erhielt. Für dickere Flüssigkeitsschichten suchte Hufner<sup>2)</sup> das Gesetz zu prüfen. Die grossen Schwierigkeiten, welche bei Diffusion durch dickere Flüssigkeitsschichten durch die Strömungen eintreten, suchte Hufner dadurch zu umgehen, dass er Wasser auf eine *Hydrophan*platte schichtete, ein poröses Mineral, das die Eigenschaft hat, ohne erheblichen Druck Wasser nicht durchzulassen, und nun das diffundirende Gas von unten zuströmen liess. Mit Ausnahme von Wasserstoff stimmen seine Zahlen sehr gut mit den nach der Exner'schen Regel berechneten überein. Bei der Berechnung der Constanten kommt die Absorption in Betracht. Werden nun aber die Experimente so angestellt, dass auf den beiden Seiten der Flüssigkeit verschiedene Gase sind, sodass also Gegendiffusion vorhanden ist, scheint es mir fraglich, ob der Absorptionscoefficient eines Gases unabhängig ist von der Gegenwart anderer Gase. — Bunsen und Watts<sup>3)</sup> geben zwar an, dass nur der Partialdruck bestimmend sei und die Gegenwart anderer Gase auf die Absorptionsfähigkeit keinen Einfluss ausübe. Ausserdem scheint es mir geradezu wahrscheinlich, dass eine Wasserschicht mit Ammoniak gesättigt sich diffundirender Luft gegenüber anders verhalte wie eine ammoniakfreie.

Auch in einem anderen Punkte scheinen mir die Versuche von Hufner nicht ganz einwurfsfrei zu sein. In einer früheren Arbeit<sup>4)</sup> berichtet er über Diffusion von Gasen durch trockenen

1) Pranghe, Inaug.-Diss.; Beibl. 2. p. 202. 1878.

2) Hufner, l. c.

3) Watts, Ann. der Chem. u. Pharm. III. Suppl. p. 227. 1864 u. 1865.

4) Hufner, Wied. Ann. 16. p. 258. 1882.

Hydrophan. Das Graham'sche Gesetz wurde nicht genau bestätigt und zwar infolge der Absorption des Gases im Mineral. Bei seinen weiteren Versuchen, wo er die Diffusion von Gasen durch Flüssigkeiten mittels einer Hydrophanplatte bestimmte, wurde die Absorption des Hydrophans ausser Acht gelassen, und doch glaube ich nicht, dass man annehmen darf, dass im Falle der Sättigung des Minerals mit Wasser die Wirkung des Hydrophans auf das Gas verschwindet.<sup>1)</sup> Immerhin ist möglich, dass die genannten Punkte zu wenig ausmachen, als dass sie die durch andere Factoren bedingte Fehlergrenze der Beobachtung überschritten.

Es schien mir immerhin noch nicht genügend bewiesen, ob wirklich die Dichte des Gases der einzige Factor für die Grösse der Diffusion sei, oder ob das Graham'sche Gesetz nur annäherungsweise Gültigkeit habe und ich suchte der Lösung dieser Frage durch Versuche näher zu treten.

Hydrophan ist leider ein seltenes Mineral; besonders grössere Stücke, wie sie zu Diffusionsversuchen passend wären, sind nicht zu beschaffen und ich suchte nach einem anderen Mittel. Es schien mir passend, *feste Gelatinelösung* zu nehmen. Gelatinelösung stimmt in ihren Eigenschaften mehr mit einer Flüssigkeit, wie mit einem festen Körper überein. Ueber Diffusion von Salzlösungen durch Gelatine liegen Versuche von Pringsheim<sup>2)</sup>, Hoppe-Seyler<sup>3)</sup> und Voigtländer<sup>4)</sup> vor. Die Diffusion ging vor sich wie in Wasser. Auch die electrischen Eigenschaften entsprechen denen des Wassers. Eine Arbeit von Tietzen-Hennig<sup>5)</sup> berichtet über die Leitfähigkeit von erstarrter Gelatine, welche Salzlösungen enthält und weist das Resultat auf, dass sie sich verhält wie eine wässrige Salzlösung, die ausserdem noch nichtleitende Masse vertheilt enthält.

Die Gelatine kann somit als Träger des Wassers aufgefasst werden. Für Diffusionszwecke schien mir dieselbe sehr geeignet, einmal, weil man unter allen Umständen frei

1) Der Absorptionscoefficient von  $\text{CO}_2$  ist für Hydrophan etwa siebenmal so gross wie für Wasser und für  $\text{O}_2$  sogar fünfundzwanzigmal grösser.

2) Pringsheim, Zeitschr. f. physik. Chem. 17. p. 473. 1895.

3) Hoppe-Seyler, Zeitschr. f. physik. Chem. 19. p. 411. 1894.

4) Voigtländer, Zeitschr. f. physik. Chem. 3. p. 313. 1889.

5) Tietzen-Hennig, Wied. Ann. 35. p. 467. 1888.

ist von Strömungen durch Dichteänderung, die bei Flüssigkeiten kaum zu vermeiden sind. Ferner ist man nicht, wie bei den Hydrophanversuchen an eine kleine Fläche gebunden, sondern man konnte eine passende Dimension wählen. Um sich über die Schwierigkeit der Messungen bei kleinen Flächen klar zu werden, brauche ich nur zu erwähnen, dass bei den Hydrophanversuchen mit den langsam diffundirenden Gasen im Tage nur wenige Zehntel Cubikcentimeter die Schicht passierten. Um 1 Proc. Genauigkeit zu erhalten, müsste man also die Cubikmillimeter messen. Bei nicht zu geringer Concentration der Gelatine kann dieselbe wenigstens bei kleiner Fläche einigen Druck aushalten und ich versuchte deshalb meine Messungen nur mit Druckdifferenz und somit ohne jede Gegen-diffusion auszuführen, wobei also eine Beeinflussung der Absorption durch Gegenwart anderer Gase gänzlich ausgeschlossen ist.

Das Diagramm zeigt einen experimentellen Apparat zur Messung der Diffusionsgeschwindigkeit durch eine Membran. Ein zentraler horizontaler Zylinder besteht aus zwei Kammern,  $V_1$  (unten) und  $V_2$  (oben), die durch eine Membran getrennt sind. In der Mitte des Zylinders befindet sich ein vertikales Rohr mit einem Stopfen  $F$ . Die Kammer  $V_1$  ist mit einem Manometer verbunden, das den Druck  $P$  anzeigt. Ein Gasgemisch  $H_2$  wird durch ein Rohr in die Kammer  $V_1$  geleitet. Von der Kammer  $V_2$  führt ein Rohr nach rechts zu einer weiteren Kammer, die ebenfalls mit einem Manometer verbunden ist, das die Drücke  $p_1$  und  $p_2$  misst. Ein Gasgemisch  $H_1$  wird durch ein Rohr in diese Kammer geleitet. Ein weiteres Rohr führt von dieser Kammer nach unten zu einer dritten Kammer, die mit dem Druck  $p_3$  beschriftet ist. Ein Gasgemisch  $H_2$  wird durch ein Rohr in diese Kammer geleitet. Ein vertikales Rohr  $B$  führt von der dritten Kammer nach oben und ist mit einem Stopfen  $F$  versehen.

Die Arbeit enthält zuerst einige Vorversuche über den Einfluss der Gelatine und über die Grössenordnung der Diffusion überhaupt. Es folgt dann die Beschreibung des Apparates und der Methode, darauf die Messung der Diffusionsvolumina und der Absorptionscoefficienten. Zum Schluss werden die Constanten berechnet und mit den früheren Beobachtungen verglichen.

### Der Apparat.

Es handelt sich darum, zu bestimmen, wie viel Gas reduziert auf 0° und 760 mm Druck bei einer gegebenen Temperatur durch einen Würfel von 1 cm Kante im Tage hindurchwandert. Dazu wurde folgender Apparat konstruiert.

Eine runde Messingplatte  $P$  (Fig. 1) von 17 cm Durchmesser war mit ca. 1000 Löchern, deren Durchmesser 0,386 cm

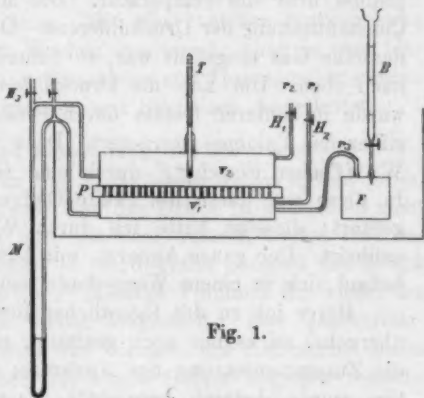


Fig. 1.



betrug, durchbohrt. Die Löcher wurden sämmtlich mit Gelatine gefüllt. Ueber und unter der Platte waren auf weiter unten zu beschreibende Weise Gefässe  $v_1$  und  $v_2$ , von etwas kleinerem Durchmesser wie die Platte, aus starkem Weissblech aufgekittet und dienten dazu, die Gase aufzunehmen. Im unteren Gefäss befand sich das Gas unter normalem Druck, während im oberen ein Unterdruck von einem Drittel bis einer halben Atmosphäre herrschte. Die Druckdifferenz wurde an einem Quecksilbermanometer  $M$ , welches die beiden Gefässe verband, mit einem Kathetometer gemessen. Seitlich waren noch zum Füllen der Gefässe zwei Röhren  $r_1$  und  $r_2$  eingeführt. Ein Thermometer  $T$  im oberen Gefäss gab Aufschluss über die Temperatur. Die Messung beruhte auf der Constanthaltung der Druckdifferenz. Da oben und unten immer dasselbe Gas eingefüllt war, so diffundirte das Gas von unten nach oben. Um nun die Druckdifferenz constant zu halten, wurde im unteren Gefäss durch Einfliessenlassen von Quecksilber das Volumen verringert. Dazu war  $v_1$  mit einer kleinen Wulff'schen Flasche  $F$  durch eine Glasröhre  $r_3$  verbunden. In diese war durch die zweite Oeffnung eine Bürette  $B$  eingeführt; dieselbe hatte ich durch Wägung von Quecksilber calibriert. Der ganze Apparat, mit Ausnahme des Manometers, befand sich in einem Wasserbade von constanter Temperatur.

Bevor ich zu der eigentlichen Beschreibung der Versuche übergehe, sei es mir noch gestattet, einige Bemerkungen über die Zusammensetzung des Apparates zu machen. Die Gelatine wurde dadurch hergestellt, dass eine gewogene Menge Wasser erwärmt wurde und darin eine je nach der gewünschten Concentration bestimmte Gewichtsmenge der im Handel käuflichen Gelatine gelöst wurde. Die Lösung wurde im Heisswassertrichter bei ca.  $90^\circ \text{C}$ . filtrirt. Sie war stets klar und zeigte eine leichte gelbliche Färbung. Um die Platte zu füllen, wurde dieselbe in die Lösung hineingelegt, sodass sie vollkommen untertauchte. Dabei musste darauf geachtet werden, dass sich in den Löchern nirgends Luftblasen festsetzten. Nach dem Erkalten wurde die ganze Masse losgelöst und die über die Platte überstehende Masse mit einem Messer abgeschabt. Die Unregelmässigkeiten in der Oberfläche, welche durch diese Procedur entstanden, wurden durch ein leichtes



Erwärmen mit dem Bunsenbrenner wieder entfernt, sodass die Gelatine ein glattes und vollkommen homogenes Aussehen hatte. Um die beiden Gefässe  $v_1$  und  $v_2$  festzukitten, war in den Rand der Platte auf beiden Seiten eine Rinne genau vom Durchmesser der Gefässe eingedreht worden. Bevor nun die Platte mit Gelatine gefüllt wurde, erwärmte man die Platte so stark, dass ein Wachscolophoniumkitt daran zerfloss. Die beiden Rinnen wurden mit diesem Kitt ausgefüllt. Hierauf wurde die Gelatine eingefüllt und nun brauchten bloss die Gefässe so stark erhitzt zu werden, dass beim Aufdrücken der Kitt an denselben zum Schmelzen kam. Möglichst rasch wurde das Gefäss unter Wasser abgekühlt, damit die bei ca.  $32^\circ$  schmelzende Gelatine in den nächstliegenden Löchern nicht zum Schmelzen kam. Mit einer solchen Kittung habe ich einmal über sechs Wochen gearbeitet, ohne je eine Undichtigkeit zu haben. Die Glasröhren und Thermometer wurden in eingelöthete Messingröhren mit Siegellack festgekittet.

#### Methode und Berechnung der Resultate.

Denken wir uns in Fig. 1 das obere Gefäss  $v_2$  sehr gross, dann wird das austretende Gas den Druck in demselben nicht verändern. Diffundirt nun aus dem unteren Gefäss eine bestimmte Menge  $a$  heraus, so wird unten dadurch der Druck vermindert. Fülle ich in  $F$  dasselbe Volumen Hg wieder zu, so ist der alte Druck wieder hergestellt. Das Quecksilbervolumen würde mir direct das Volumen des diffundirten Gases angeben. Da nun aber das obere Gefäss ungefähr dieselbe Dimension besitzt wie das untere, so wird durch das austretende Gas oben der Druck vermehrt; es fragt sich nun, wie viel Quecksilber muss ich unten zufügen, damit der Ueberdruck constant bleibt. Nehmen wir an, das Gas unten stehe unter dem Drucke  $p_1$ . Verschwindet unten die Gasmenge  $a$ , so ist unten der Druck  $p_1 - p_1(a/v_1)$ , wenn ich mit  $v_1$  das Volumen unten bezeichne. Tritt oben die Gasmenge  $a$  aus, so kommt sie unter den Druck  $p_2$  (so nenne ich den Druck oben), wird also oben das Volumen  $a(p_1/p_2)$  einnehmen. Dies Volumen erzeugt oben einen Ueberdruck von

$$p_2 \frac{a \frac{p_1}{p_2}}{v_2},$$

wenn  $v_2$  das obere Volumen vorstellt. Ich muss also soviel Gas oder vielmehr soviel Hg zufügen, um einerseits das verschwundene Volumen unten zu ersetzen und andererseits den Ueberdruck, der von oben auf das Manometer wirkt, aufzuheben. Bezeichne ich mit  $q$  die eingefüllte Quecksilbermenge, dann ist

$$\frac{q}{v_1} p_1 = p_2 \frac{a \frac{p_1}{p_2}}{v_2} + \frac{a}{v_1} p_1,$$

woraus

$$q = a \frac{v_1 + v_2}{v_2},$$

oder

$$a = q \frac{v_2}{v_1 + v_2}.$$

Diese letzte Gleichung sagt mir aus, dass ich die Quecksilbermenge, die ich einfüllen muss, wenn constanter Ueberdruck herrscht, multipliciren muss mit dem Verhältniss  $v_2/(v_1 + v_2)$ , um die diffundirte Menge zu erhalten. Ich bemerke hier gleich,  $v_1$  ist nun nicht constant, sondern es verkleinert sich durch Einfüllen von Hg beständig, deshalb nehme ich für die Berechnung den Mittelwerth aus Anfangs- und Endvolumen. Das Endvolumen konnte leicht dadurch gefunden werden, dass das Volumen des eingefüllten Hg substrahirt wurde. Das Quecksilbervolumen betrug immer nur einen kleinen Bruchtheil vom Gesamtvolumen.

Die diffundirte Menge ist proportional der Druckdifferenz  $h$ , denn sie ist proportional dem Sättigungsunterschied an den beiden Grenzflächen. Demnach kann ich die unter  $h$  diffundirte Menge leicht umrechnen auf den Ueberdruck von 1 Atm. durch Multiplication mit  $760/h$ . Ferner ist sie auf den Querschnitt ( $1 \text{ cm}^2$ ) und die Dicke ( $1 \text{ cm}$ ) umzurechnen, also noch zu multipliciren mit  $l/Q$ , wenn  $l$  die Dicke und  $Q$  den Querschnitt bezeichnen. Ausserdem ist die Gasmenge auf  $0^\circ$  und  $760 \text{ mm}$  Druck zu reduciren, was durch Multiplication mit  $p_1/(1 + \alpha t)$   $760$  geschieht. Ich brauche also noch die Grösse  $p_1$ . Der Druck im unteren Gefäss war zu Beginn stets Barometerdruck, der Druck des Gases also  $b - T$ , wenn  $T$  die herrschende Tension vorstellt. Während des Versuches wächst innen der Druck aber an und zwar um eine zu berechnende Grösse. Wenn  $a$  diffundirt ist, ist der Druck gleich

$$p_1 + p_2 \frac{a \frac{p_1}{v_1}}{v_2},$$

denn das zweite Glied stellt den Ueberdruck im oberen, als auch im unteren Gefäss dar. Der Enddruck ist also

$$p_1 \left(1 + \frac{a}{v_2}\right)$$

und das Mittel aus Anfangs- und Enddruck

$$p_1 = (b - T) \left(1 + \frac{a}{2v_2}\right).$$

Dieses Correctionsglied beträgt im Durchschnitt 1—2 Proc. Bezeichne ich noch mit  $m$  die Anzahl Minuten, die vergehen bis  $q$  eingefüllt ist bei constantem  $h$ , so finde ich für die in einem Tag durch den Cubus (1 cm<sup>3</sup>) bei 1 Atm. Ueberdruck diffundirte Gasmenge  $v$ , reducirt auf 0° und 760 mm Druck,

$$v = q \frac{v_2}{v_1 + v_2} \frac{(b - T) \left(1 + \frac{a}{2v_2}\right)}{(1 + at) 760} \frac{l}{Q} \frac{760}{h} \frac{1440}{m},$$

wo 1440 die Anzahl der Minuten im Tage ist.

Nach dieser Formel sind die später gegebenen Resultate berechnet.  $T$  ist die Tension des Wasserdampfes und nicht der Gelatine, denn es wurde stets dafür gesorgt, dass oben und unten etwas Wasser vorhanden war. Ist das nicht der Fall, so giebt die Gelatine bei den unvermeidlichen Temperaturschwankungen bei Erwärmung von der Oberfläche Wasser ab und bildet an der Oberfläche eine harte Haut, welche den Diffusionsvorgang sehr stört, denn der Ausgleich des Wassergehaltes in der Gelatine geht nur äusserst langsam vor sich. Trotz der Gegenwart von Wasser hatte sich die Gelatine nur sehr wenig an Volumen vergrössert.

Die Constanten des Apparates wurden folgendermaassen bestimmt.

Die Dicke der Diffusionsschicht  $l$  wurde mit dem Sphärometer gemessen. Addirt wurde noch eine dünne Wasserschicht, die darauf lagerte und 1 mm betrug,

$$l = 1,2 \text{ cm.}$$

Der Querschnitt wurde durch Summation der Querschnitte der einzelnen Löcher bestimmt. Sämmtliche Löcher waren mit demselben Bohrer auf der Drehbank gebohrt worden. Die Durchmesser der Löcher wurden mit einem Comparator (Zeiss'sche Construction) gemessen. Da zuerst auf beiden Seiten der Platte eine ziemliche Differenz der Durchmesser vorhanden war, so wurden die Löcher von der anderen Seite nochmals nachgebohrt und ergaben dann ziemlich denselben Werth. Als mittlerer Durchmesser für eine Bohrung wurde gefunden  $2r = 3,859$  mm. Daraus berechnet sich die Fläche

$$Q = r^2 \pi \cdot n,$$

wenn  $n$  die Anzahl der Löcher = 956 ist

$$Q = 110,25 \text{ cm}^2.$$

Die Volumina  $v_1$  und  $v_2$  wurden durch Auswägen mit Wasser bestimmt:

$$(\text{Anfangsvol.}) v_1 = 411 \text{ cm}^3,$$

$$v_2 = 481 \text{ cm}^3.$$

#### Vorversuche.

Bevor ich den eben beschriebenen Apparat construirte, musste ich mich durch Vorversuche überzeugen, in welcher Grössenordnung die Diffusion von Gasen in Gelatine lag, da bis jetzt darüber keine Untersuchungen angestellt worden sind. Es war ja zu erwarten, dass sie nicht allzu

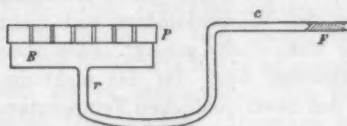


Fig. 2.

verschieden von der in Wasser sei, aber immerhin war anzunehmen, dass der Widerstand der Gelatine etwas grösser sein würde. Ausserdem musste ich untersuchen, ob und wie die Diffusion von der Concentration der Gelatine abhängig ist und welche Concentration nöthig ist, damit die Gelatine etwa eine halbe Atmosphäre Druck aushalten kann, ohne durchzubrechen, und welche Druckfläche gewählt werden muss.

Wegen ihres relativ grossen Absorptionscoefficienten ist Kohlensäure für Diffusionszwecke bequem. Dazu kommt noch, dass gerade mit  $\text{CO}_2$  die meisten Bestimmungen ausgeführt sind und somit ein Vergleich am leichtesten zu ziehen ist.

Eine Holzplatte *P* (Fig. 2) durchbohrte ich mit etwa 200 Löchern von einem Durchmesser von etwa 5 mm und füllte sie mit Gelatine. Sie wurde in ein Blechgefäß *B* dicht eingesetzt. Aus dem Gefäß führte eine Röhre *r*, an die eine Capillare *C* mit einem Flüssigkeitsfaden *F* festgemacht war. Das Gefäß wurde mit  $\text{CO}_2$  gefüllt und die Verschiebung des Fadens beobachtet. Anfangs war die Bewegung des Fadens eine relativ rasche, wurde aber immer langsamer, bis die Geschwindigkeit constant war. Der stationäre Zustand ist erst vorhanden, wenn oben ebensoviel  $\text{CO}_2$  austritt, wie unten in die Gelatine eintritt. Bis die Sättigung vollkommen ist, verschwindet die  $\text{CO}_2$  unten rascher. Die Gegendiffusion von Luft ist unbedeutend, denn nach Exner vertauschen sich etwa 50 Volumina  $\text{CO}_2$  gegen 1 Volumen Luft. Die Platte füllte ich mit verschiedenen Concentrationen von Gelatine und bestimmte die Geschwindigkeiten des Flüssigkeitsfadens. Nehme ich als Vergleich mit Wasser den Zahlenwerth von Stefan ( $k = 1,38$ ), so verhalten sich, wenn ich die Geschwindigkeit für reines Wasser = 1 setze, die Geschwindigkeiten für die verschiedenen Concentrationen wie folgt:

Concentration der Gelatine	Relative Geschwindigkeiten
0	1
10 %	$\frac{1}{1,4}$
15	$\frac{1}{1,5}$
20	$\frac{1}{1,7}$

Die Zahlen zeigen, dass jedenfalls ein Einfluss der Gelatine vorhanden ist, dass er aber ein mässiger ist. Die Zahlen machen keinen Anspruch auf Genauigkeit, sie sollen nur zur Orientirung dienen.

Um zu prüfen, welchen Druck Gelatine aushalten kann, wurden Glasröhren von verschiedenen Durchmessern und mit verschieden concentrirter Gelatine gefüllt und an die Wasserstrahlpumpe gesetzt, alsdann der Druck abgelesen, bei dem die Gelatine durchbriss. Für geringe Concentrationen war die Halt-

barkeit äusserst gering. Bei der 20 proc. Gelatine konnte eine Schicht von 1 cm Dicke und 4 mm Durchmesser immerhin eine halbe Atmosphäre aushalten. Dies gab mir auch das Maass für meinen definitiven Apparat.

#### Diffusionsversuche.

##### Kohlensäure.

Um die ganze Art der Untersuchung klar zu machen, will ich einen Versuch, der mit  $\text{CO}_2$  angestellt worden, etwas ausführlicher beschreiben. Der Apparat wurde zusammengestellt und die Luft durch längeres Durchleiten von Kohlensäure verdrängt. Im oberen Gefäss wurde der Druck mittels einer Wasserstrahlpumpe, die mit dem Hahn  $H_3$  in Verbindung gesetzt werden konnte, um etwa 30 cm Hg vermindert, was am Manometer gemessen wurde. Nun blieb der Apparat sich selbst überlassen. Anfänglich diffundirte von beiden Seiten  $\text{CO}_2$  in die Gelatine hinein, während die absorbirte Luft austrat, da sie keinen Gegendruck fand. Nach einigen Stunden wurde der Apparat von neuem mit dem  $\text{CO}_2$ -Entwickelungsapparat in Verbindung gesetzt, einerseits um die ausgetretene Luft herauszuschaffen, und andererseits um den Druck, der durch die Absorption auf beiden Seiten gesunken war, wieder herzustellen. Mit dem Messen konnte erst begonnen werden, wenn die Gelatine vollständig gesättigt war, erst dann diffundirte unten genau dieselbe Quantität hinein, wie oben heraus. Gewöhnlich konnte erst am dritten Tage gemessen werden; während dieser Zeit musste aber immer der Druck auf beiden Seiten constant gehalten werden, da ja der Sättigungszustand vom Drucke abhängig ist. Ab und zu wurde unten wieder Gas eingefüllt und oben weggepumpt. Ich führte dies hier etwas ausführlicher aus, weil es ziemliche Schwierigkeiten bietet, den Apparat in den richtigen Zustand zu bringen. Um sich nun zu überzeugen, ob die Durchgangsgeschwindigkeit constant sei, machte man von Zeit zu Zeit Messungen; ergaben sie constante Werthe, so konnte mit der Versuchsreihe begonnen werden.

Ein Kathetometer, welches in ca. 2 m Entfernung aufgestellt war, wurde auf den oberen Meniscus des Manometers

eingestellt. Darauf wurde 1 cm<sup>3</sup> Hg in *F* eingefüllt und also ein kleiner Ueberdruck erzeugt.

Die Zeit, die verfloss, bis dieser Ueberdruck wieder verschwunden war, wurde notirt. Dies wurde nun beliebig oft wiederholt. Da die Versuche öfters längere Zeit in Anspruch nahmen, so konnte nicht jedesmal die Zeit abgelesen werden, es wurde aber immer dafür gesorgt, dass sich der Druck nie stark änderte. Man suchte die Druckdifferenzen immer möglichst zu compensiren. Es muss hier noch betont werden, dass beim Einfüllen von 1 cm<sup>3</sup> Hg der Druck unten und oben sich nur etwas mehr wie 1 mm änderte, also einen sehr kleinen Bruchtheil der ganzen Druckdifferenz von meistens über 300 mm.

Bevor ich die Zahlen für CO<sub>2</sub> angebe, muss ich noch Angaben über die Reinheit des Gases machen. Es ist klar, dass nicht jede Verunreinigung des Gases gleich viel ausmacht, sondern sehr störend sind nur Beimengungen, welche einen sehr verschiedenen Absorptionscoefficienten haben, d. h. diejenigen Gase, welche mit einer sehr verschiedenen Geschwindigkeit die Gelatine durchdringen.

CO<sub>2</sub> untersuchte ich durch Absorption mit Natronlauge auf Reinheit. Sie wurde in einem Kipp'schen Apparat aus Marmor und chemisch reiner Salzsäure dargestellt und vor dem Einfüllen durch eine Waschflasche geleitet. In einer calibrirten Röhre wurden 200 cm<sup>3</sup> über Hg aufgefangen. Nach der Absorption durch NaOH blieb unter einem Druck von einer halben Atmosphäre weniger wie 1/2 cm<sup>3</sup> übrig; sodass man sicher sagen kann, dass die Verunreinigungen höchstens 1/3 Proc. betrug. Solche Spuren von Verunreinigungen kommen nicht in Betracht.

Nun lasse ich die Resultate der Diffusionsgeschwindigkeiten folgen. Nach unserer früher abgeleiteten Formel berechnet sich das Volumen

$$v = q \frac{v_2}{v_1 + v_2} \frac{(b - T) \left(1 + \frac{q}{2v_2}\right)}{(1 + \alpha t) 760} \frac{760 \cdot l \cdot 1440}{h \cdot Q \cdot m}$$

Zuerst lasse ich die Ablesungen von *m* (Minuten) folgen für 1 cm<sup>3</sup> eingefülltes Hg (*q* = 1).



$q$ Anzahl der eingefüllten $\text{cm}^3 \text{Hg}$	Diffusionszeit $m$	$\frac{m}{q}$
6	125	20,83
1	22	22,0
1	22	22,0
2	41	20,5
2	41	20,5
5	106	21,2
8	165	20,63
25	522	

Es mussten während 522 Minuten 25  $\text{cm}^3 \text{Hg}$  eingefüllt werden, um den Druck  $h$  constant zu halten.

Für 1  $\text{cm}^3 \text{Hg}$   $522:25 = 20,88 \text{ m}$ .

Die anderen Grössen sind

$v_1$	$v_2$	$\frac{v_2}{v_1 + v_2}$	$\log \frac{(b-T)}{(1+\alpha t) 760}$	$\log \left(1 + \frac{q}{2v_2}\right)$	$h$	$l$
393	481	0,554	9,9683-10	0,0099	356	12

$Q$	$b$	$t$ (Temp.)	$m$
110 $\text{cm}^2$	760	15°	20,88

Diese Grössen eingesetzt in die obige Gleichung führen zum Resultate:

$$v = 0,845 \text{ cm}^3.$$

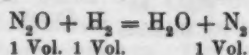
#### Stickoxydul.

Ganz analog wie mit  $\text{CO}_2$  wurde mit den anderen Gasen verfahren. Der Apparat wurde nicht auseinander genommen, nichts an der Gelatineschicht geändert, sondern die  $\text{CO}_2$  wurde nur zuerst durch Luft und diese wieder durch Stickoxydul ( $\text{N}_2\text{O}$ ) verdrängt. Es braucht wohl kaum gesagt zu werden, dass man der absorbirten  $\text{CO}_2$  Zeit liess, heraus zu diffundiren.

Das Stickoxydulgas wurde durch Erhitzen von reinem Ammoniumnitrat hergestellt. Die Analyse wurde im Eudiometer ausgeführt durch Zufügen von Wasserstoff.



Die Reaction geht nach der Formel:



	Stand des Hg-Meniscus	Druck	Reducirtes Volumen auf 0° u. 760
H	22,1	280	13,9
H + N <sub>2</sub> O	27,1	218	19,3
Nach der Explosion	21,8	272	13,9

Es waren enthalten

$$19,3 - 13,9 = 5,4 \text{ cm}^3 \text{ N}_2\text{O}.$$

Es verschwanden

$$19,3 - 13,9 = 5,4 \text{ cm}^3.$$

Die Analyse ergibt also keine Verunreinigungen.

## II. Analyse.

	Stand des Hg-Meniscus	Druck	Reducirtes Volumen auf 0° u. 760
H	14,0	354	7,4
N <sub>2</sub> O + H	23,3	253	15,5
Nach der Explosion	15,7	329	8,8

Es sollten verschwinden

$$15,5 - 7,4 = 8,1 \text{ cm}^3.$$

Es verschwanden

$$15,5 - 8,8 = 6,7 \text{ cm}^3.$$

Es war nicht genügend Wasserstoff vorhanden gewesen.  
Wasserstoff wird zugefügt,

	Stand des Hg-Meniscus	Druck	Reducirtes Volumen auf 0° u. 760
H	19,8	298	12,0

aber es ist nicht möglich, durch den Funken eine Explosion hervorzurufen. Nach Angabe von Bunsen<sup>1)</sup> wird Knallgas zugefügt.

1) Bunsen, Gasometrische Methoden, 2. Aufl. 1877.

	Stand des Hg-Meniscus	Druck	Reducirtes Volumen auf 0° u. 760
HO <sub>2</sub>	26,2	235	18,6
Nach der Explosion	17,9	803	10,7

Das Knallgasvolumen betrug 6,6 cm<sup>3</sup>.

Es waren aber verschwunden 18,6 – 10,7 = 7,9, also noch 1,3 cm<sup>3</sup> N<sub>2</sub>O.

Im ganzen waren demnach 6,7 + 1,3 = 8,0 cm<sup>3</sup> verschwunden und es sollten 8,1 cm<sup>3</sup> verschwinden, also auch diese Analyse spricht für sehr grosse Reinheit des Gases.

Die Diffusionsversuche ergaben:

$q$ Anzahl der cm <sup>3</sup> Hg	Diffusions- zeit $m$	$\frac{m}{q}$
8	317	39,6
2	64	32,0
1	39	39,0
1	31	31,0
1	29	29,0
4	130	32,0
6	210	35,0
6	220	36,6
18	750	41,7
47	1790	

Das Mittel ergibt

1790 : 47 = 38,08  $m$  für 1 cm<sup>3</sup> Hg.

$v_1$	$v_2$	$\frac{v_2}{v_1 + v_2}$	$\log \frac{(b-T)}{(1+a t) 760}$	$\log \left(1 + \frac{a}{2 v_2}\right)$	$h$	$l$
376	481	0,561	9,9674–10	0,0149	317	12

$Q$	$t$	$m$	$b$
110	14,0°	38,08	765

Hieraus

$v = 0,509.$

## Wasserstoff.

Der Wasserstoff wurde aus chemisch reinem Zink und verdünnter reiner Schwefelsäure unter Zusatz von etwas Platinchlorid entwickelt und gewaschen. Die Analyse wurde wieder im Eudiometer ausgeführt.

	Stand im Eudiometer	Druck	Reducirtes Volumen auf 0° u. 760
O	24,6	274	12,07
O + H	31,4	183	18,27
Nach der Explosion	18,6	306	8,74

Durch die Explosion waren verschwunden

$$18,27 - 8,74 = 9,53 \text{ cm}^3.$$

Wasserstoff war enthalten

$$18,27 - 12,07 = 6,20 \text{ cm}^3.$$

Es sollten verschwinden

$$6,20 + 3,10 = 9,3 \text{ cm}^3.$$

Die Analyse stimmt soweit, dass grössere Verunreinigungen nicht möglich sind.

Die Diffusionsmessungen ergaben folgende Werthe:

$\frac{q}{\text{Anzahl der}} \\ \text{cm}^3 \text{ Hg}$	Diffusions- zeit $m$	$\frac{m}{q}$
5	1560	312
4	1260	315
9	2820	

Im Mittel für 1 cm<sup>3</sup> Hg

$$2820 : 9 = 313 \text{ m.}$$

$v_1$	$v_2$	$\frac{v_2}{v_1 + v_2}$	$\log \frac{b-T}{(1+\alpha t) 760}$	$\log \left( 1 + \frac{q}{2 v_2} \right)$	$h$	$l$
381	481	0,555	9,9730-10	0,0069	360	12

$Q$	$m$	$b$	$t$
110	313	765	14°

Hieraus

$$v = 0,0565.$$

## Schwefelwasserstoff.

Der Schwefelwasserstoff wurde durch Erwärmen von reiner Salzsäure und reinem Schwefelantimon erhalten. Um das Gas auf Reinheit zu untersuchen, wurden etwa 200 cm<sup>3</sup> über Quecksilber aufgefangen und dann Natronlauge zugesetzt. Die Absorption war eine fast vollkommene, die nicht absorbierte Menge war unmessbar klein. Ueber die Diffusion geben die folgenden Tabellen Aufschluss.

$q$ eingefülltes Hg-Vol.	Diffusions- zeit $m$	$\frac{m}{q}$
6	33	5,50
23	130	5,66
12	66	5,50
9	51	5,66
8	49	6,12
21	132	6,28
23	138	6,00
102	599	

Im Mittel für  $q = 1$

$$599 : 102 = 5,87 \text{ m.}$$

$v_1$	$v_2$	$\frac{v_1}{v_1 + v_2}$	$\log \frac{b-T}{(1+\alpha t) 760}$	$\log \left(1 + \frac{q}{2 v_2}\right)$	$h$	$l$
336	481	0,588	9,9616-10	0,0314	298	12

$Q$	$m$	$b$	$t$
110	5,87	750	15,5

$$v = 3,96 \text{ cm}^3.$$

## Sauerstoff.

Der Sauerstoff wurde aus einer Bombe entnommen und ist anerkannt rein. Ich habe ihn keiner Analyse unterzogen; der Sicherheit halber habe ich zum Schluss mit electrolytischem Sauerstoff nachgefüllt.

Die Messungen ergaben:

$q$	$m$	$\frac{m}{q}$
14	1020	73
13	1295	99
6	510	85
12	930	77
18	1440	81

Mittel  $5195:63 = 82,5 \text{ m.}$

$v_1$	$v_2$	$\frac{v_2}{v_1 + v_2}$	$\log \frac{b-T}{1+\alpha t} 760$	$\log \left(1 + \frac{q}{2v_2}\right)$	$h$	$l$
361	481	0,5714	9,9708-10	0,0212	329	12

$Q$	$m$	$b$	$t$
110	82,5	760	14°

$v = 0,230.$

Nochmals

**Kohlensäure.**

Nachdem nun diese verschiedenen Gase diffundirt waren, musste ich der Sicherheit halber nochmals einen Versuch mit  $\text{CO}_2$  ausführen, um nachzuweisen, dass der Widerstand der Diffusionschicht derselbe geblieben war. Ich füllte also meinen Apparat nochmals mit  $\text{CO}_2$  und fand folgendes Resultat.

Ich liess  $11 \text{ cm}^3 \text{ Hg}$  einfließen in 196 Minuten; für  $1 \text{ cm}^3$   
 $196:11 = 17,8 \text{ m.}$

$v_1$	$v_2$	$\frac{v_2}{v_1 + v_2}$	$\log \frac{b-T}{(1+\alpha t) 760}$	$\log \left(1 + \frac{q}{2v_2}\right)$	$h$	$l$
385	481	0,555	9,9708	0,0050	380	12

$Q$	$m$	$b$	$t$
110	17,8	760	14°

Hieraus

$v = 0,845.$

Der gefundene Werth stimmt zufällig ganz genau mit dem früher bestimmten überein. Er müsste übrigens etwas grösser sein, da die Bestimmung bei  $14^{\circ}$  gemacht ist, während die frühere bei  $15^{\circ}$  erfolgte. Immerhin darf aber die Uebereinstimmung eine äusserst gute genannt werden und der Beweis scheint mir geleistet, dass die Gelatine sich während der langen Zeit der Untersuchung nicht geändert hatte und dass sie, trotzdem immer Wasser vorhanden war, jedenfalls nur wenig aufgenommen hatte.

Zum Schluss dieser Beobachtungen muss ich noch eine Messung beifügen. Da sich die Löslichkeit eines Gases mit der Temperatur ändert, so muss auch die Diffusionsgeschwindigkeit proportional dieser Aenderung variiren. Es ist zu dem Ende die Diffusion von  $\text{CO}_2$  bei  $0^{\circ}\text{C.}$  bestimmt worden. Statt des Wasserbades wurde ein Eisbad genommen.

Man musste  $24\text{ cm}^3\text{ Hg}$  in  $375\text{ m}$  einfüllen, um  $h$  constant zu halten

$$375 : 24 = 15,62\text{ m für } 1\text{ cm}^3\text{ Hg.}$$

$v_1$	$v_2$	$\frac{v_1}{v_1 + v_2}$	$\log \frac{b - T}{(1 + \alpha t) 760}$	$\log \left(1 + \frac{\alpha}{1 v_2}\right)$	$h$	$l$
340	481	0,586	9,9971-10	0,0100	380	12

$Q$	$m$	$b$	$t$
110	15,6	760	$0^{\circ}$

$$v = 1,383.$$

Wie wir später sehen werden, sind die Absorptionscoefficienten von Gelatine nicht merklich verschieden von denen des reinen Wassers.

Nach Bunsen ist der Absorptionscoefficient für  $\text{CO}_2$

$$\text{bei } 0^{\circ} \alpha_0 = 1,7967,$$

$$\text{bei } 14^{\circ} \alpha_{14} = 1,0321.$$

$$\frac{\alpha_0}{\alpha_{14}} = 1,758.$$

Die diffundirten Volumina

$$\frac{v_0}{v_{14}} = \frac{1,383}{0,845} = 1,674.$$

Wir finden also ziemliche Uebereinstimmung. Genaue Uebereinstimmung ist übrigens nicht zu erwarten, da der Diffusionscoefficient noch Function der Temperatur selbst ist.

#### Ammoniak.

Ammoniak wandert infolge seines sehr grossen Absorptionscoefficienten sehr rasch durch Wasser sowie durch Gelatine. Mit meinem Apparat war es nicht möglich Bestimmungen zu machen, da die Fläche viel zu gross war, ich musste deshalb einen anderen Apparat construiren. Das Ammoniakgas wurde in dem Kolben *K* (Fig. 3) durch Erwärmen von Ammoniaklösung im Wasserbade frei gemacht, und nachdem es die

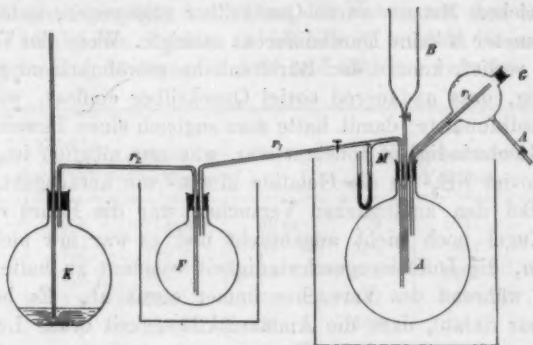


Fig. 3.

Flasche *F* passiert hatte, wobei das mit übergehende Wasser condensirt wurde, gelangte es in den Behälter *A*, der in einem grossen Wasserbade stand von derselben Temperatur wie das Wasserbad um *F*. In *A* führte noch eine Bürette *B* und ein weiteres Rohr mit dem Diffusionspfropfen *G*. Vor der Gelatine war das Rohr zu einer Kugel aufgeblasen. An dem Knie der Röhre war inwendig noch ein Glasrohr *r*<sub>4</sub> befestigt, dieses reichte bis dicht an die Gelatine heran. Seitlich von *r*<sub>1</sub> war noch ein kleines Manometer angeschmolzen, um den Druck während der Messung constatiren zu können. Um den Apparat fertig zu stellen, wurden zuerst sämtliche Hähne geöffnet, der Kolben mit Ammoniaklösung erwärmt und Ammoniak durch das ganze System geleitet. Die an der Kugel ange-



schmolzene Ableitungsröhre *a* wurde in Wasser getaucht, um das durchströmende Ammoniak wieder absorbiren zu lassen. Anfangs musste der Ammoniakstrom schwach gehalten werden, da die Absorption in der Gelatine sonst so lebhaft ist, dass sich die Oberfläche zu sehr erwärmte, sodass sie flüssig wurde. Wurde der Gasstrom nur allmählich verstärkt, so war die Erwärmung nicht bedeutend genug, um ein Schmelzen zu verursachen. Nach längerem Durchleiten (2—4 Stunden) war der Sättigungszustand sicher erreicht und es konnte mit dem Messen begonnen werden. Es wurden sämtliche Hähne geschlossen und die Zeit notirt.

Das Ammoniakgas diffundirte durch die Gelatine heraus; in gleichem Maasse wurde Quecksilber zugegossen, sodass das Manometer *M* keine Durchdifferenz anzeigte. Wenn der Versuch glatt verlief, konnte der Bürettenhahn gewöhnlich so gestellt werden, dass andauernd soviel Quecksilber einfloss, wie  $\text{NH}_3$  herausdiffundirte; damit hatte man zugleich einen Beweis, dass die Geschwindigkeit constant war, was nur möglich ist, wenn ebensoviel  $\text{NH}_3$ - in die Gelatine hinein- wie herausgeht.

Bei den anfänglichen Versuchen war die Röhre *r*, und die Kugel noch nicht angebracht und es war mir nicht gelungen, die Diffusionsgeschwindigkeit constant zu halten; sie nahm während des Versuches immer etwas ab. Es beruhte offenbar darauf, dass die Ammoniakflüssigkeit etwas Luft gelöst enthält, welche beim Erwärmen ebenfalls frei wurde.

Während des Versuches war nun ein beständiger Strom von Ammoniak nach der Gelatine hin. Die Luft wurde an derselben zurückgehalten, da die Absorption für Luft einige Tausendmal kleiner ist und sammelte sich in dem sehr kleinen Raume vor der Diffusionsfläche an, wodurch der Partialdruck des Ammoniaks beständig verringert wurde. Bei der schliesslichen Einrichtung sank die specifisch schwerere Luft in der Kugel und das zuströmende Ammoniak behielt beständig dieselbe Zusammensetzung.

Das eingefüllte Hg musste vollkommen trocken sein, da sonst bei dem grossen Absorptionscoefficienten Ammoniak von der Feuchtigkeit absorbirt wurde. Man bedenke nur, dass  $0,01 \text{ cm}^3 \text{ H}_2\text{O}$  noch  $7 \text{ cm}^3 \text{ NH}_3$  löst, also eine sehr merkliche Grösse.



Die Diffusionsfläche wurde aus einer kathetometrischen Messung des Röhrendurchmessers bestimmt. Die Dicke der Schicht wurde so gut wie möglich direct mit einem Maassstabe gemessen. Dieselbe war nicht sehr genau bestimmbar, da die innen liegende Fläche nicht vollkommen eben, sondern infolge der Capillarität immer etwas gewölbt war.

Die Berechnung der Resultate geschieht hier sehr einfach. Das eingefüllte Quecksilbervolumen ist gleich dem ausgetretenen Ammoniakvolumen. Dasselbe ist wie früher auf 0° und 760 mm Druck zu reduciren auf die Einheit des Querschnittes und der Dicke der Gelatine auf den Tag. Die folgende Tabelle giebt die nöthigen Daten. Die Gelatine war auch hier 20 proc. gewählt, damit man den Werth mit den anderen Gasen vergleichen konnte.  $v$  bezeichnet wieder die auf den Tag diffundirende Menge auf 0° und 760 mm reducirt.

Temp.	Schichtdicke	$q$ eingefüllte Hg-Menge	Zeit	$b$	$v$ reducirtes Volumen	$Q$
17	1,6	112 cm <sup>3</sup>	80 m	770	1337	2,27
16	1,0	130	57	760	1367	2,27
19	1,0	131	63	762	1235	2,27
18	1,2	132	76	762	1244	2,27
17	1,7	142	123	760	1172	2,27

Das Wasserbad hatte Zimmertemperatur, sodass sich das Gas weder ausdehnte noch zusammenzog; wenn es gegen die Gelatine strömte. Trotzdem die Resultate nicht bei derselben Temperatur angestellt sind, so will ich dennoch ein Mittel darauf rechnen. Die Inconstanz der Werthe liegt einerseits an der schwer zu bestimmenden Schichtdicke und an der Veränderlichkeit der Gelatine an der Luft. Da die Luft des Zimmers nicht mit Wasserdampf gesättigt war, so gab die Gelatine während des Füllens des Apparates beständig Wasser ab und die Fläche musste immer von Zeit zu Zeit mit Wasser benetzt werden, um das verdunstete Wasser zu ersetzen.

Das Mittel für etwa 17° C wird:

$$v = 1271.$$

## Absorptionsversuche.

Um die Diffusionscoefficienten  $K$  zu erhalten, muss ich die im vorigen Abschnitt angegebenen Volumina  $v$  dividiren durch die in der Volumeneinheit absorbirte Gasmenge; d. h. also durch den Absorptionscoefficienten  $\alpha$ , denn man definiert:

$$K = \frac{v}{\alpha}$$

wo  $\alpha$  für dieselbe Temperatur zu nehmen ist wie  $v$ . Ich durfte nun nicht ohne weiteres annehmen, dass die Absorptionscoefficienten für Gelatine dieselben seien wie für Wasser und ich musste mich deshalb durch Messungen überzeugen, inwieweit dies der Fall ist.

Bevor ich aber zu der Beschreibung dieser Versuche übergehe, muss ich noch eine andere Grösse, die bei der Berechnung der Absorption nothwendig war, nämlich die *Dampfspannung* angeben.

Zu deren Bestimmung wurde in einem Hoffmann'schen Dampfdichteapparat ein gutes Barometer aufgestellt. Jede Feuchtigkeit war sorgfältig vermieden worden. Ein Kathetometer wurde auf den Meniscus eingestellt und die Stellung abgelesen.

Ein kleines Stückchen frisch ausgekochter 20 procentiger Gelatine wurde unten eingeführt. Sowie dasselbe ins Vacuum kam, verursachte es ein Sinken des Barometers durch seine Dampftension. Der übliche Dampfmantel des Apparates diente als Wasserbad; er wurde mittels einer Wasserstrahlpumpe mit Wasser von verschiedenen Temperaturen gefüllt. Ein Thermometer, welches oben, unmittelbar neben dem Vacuum im Wasserbade befestigt war, zeigte die Temperatur an. Das Kathetometer wurde jedesmal auf den Meniscus eingestellt und die Differenz der Einstellungen gab direct die Tension an. Tensionsbestimmungen von anderen habe ich nicht gefunden, nur ist in einer Arbeit von Lüdeking<sup>1)</sup> erwähnt, dass die Tension der Gelatine wenige Millimeter weniger betrage, wie die des reinen Wassers. Aus der unten folgenden Tabelle geht sehr deutlich hervor, dass die Abweichungen der Spannung

1) Lüdeking, Wied. Ann. 35. p. 552. 1888.

von der des Wassers bei den niedrigen Temperaturen procentual viel grösser sind wie bei den höheren. Die Bestimmung musste so ausgeführt werden, dass man mit der Temperatur immer stieg, denn bei der Abkühlung wurde der condensirte Wasserdampf nicht sofort von der Gelatine aufgenommen.

In der Tabelle steht neben der Tension der Gelatine die des reinen Wassers.

Temperatur	Tension der Gelatine	Tension des Wassers
4,0°	4,43	6,097
8,0	5,74	8,017
9,5	6,74	8,865
16,5	10,34	13,972
22,6	16,14	20,389
26,0	20,74	25,288
32,6	30,30	35,359
36,0	39,54	44,158
43,0	62,80	64,310
48,2	77,94	84,084
53,0	102,64	106,655

Für die Feststellung der Absorptionscoefficienten konnte nicht dieselbe Methode für alle Gase angewendet werden, da dieselben ausserordentlich weit auseinander liegen. Für  $\text{H}_2\text{S}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2\text{O}$  und  $\text{NH}_3$  wandte ich folgende einfache Methode an. Das betreffende Gas wurde in einer calibrirten Röhre über Quecksilber aufgefangen; Druck, Temperatur und Volumen genau bestimmt. Die Gelatine wurde durch kräftiges Kochen vollkommen luftfrei gemacht und dann in eine kleine, vor der Lampe geblasene Glaskugel eingefüllt, deren Volumen vorher durch Wägung mit Wasser bestimmt worden war. Bis zum Gebrauch blieben die mit Gelatine gefüllten Glaskugeln unter Quecksilber oder zugeschmolzen aufbewahrt. Beim Gebrauch wurde die Glaskugel zerbrochen und die Gelatineugel sofort in das Gas hineingebracht. Durch die Absorption stieg das Quecksilber in der Röhre und erreichte bei jeder Temperatur ein Maximum. Die verschwundene Gasmenge war von der Gelatine aufgenommen. Kannte man also Gelatinevolumen und verschwundenes Gasvolumen, so war der Absorptionscoefficient

ohne weiteres berechenbar. Da nun aber die Absorption nur durch Verbreitung vor sich ging, so dauerte es längere Zeit, bis die Kugel gleichmässig gesättigt war. Alle Temperatur- und Druckschwankungen brachten Aenderungen im Sättigungsgrade hervor, welche sich ebenfalls nur langsam wieder ausglich und deshalb war es nicht möglich, eine grosse Genauigkeit zu erzielen.

#### Kohlensäure.

Reducirtes Gasvolumen			
vor der Absorption $v_1$	nach der Absorption $v_2$	Temperatur $t$	Druck $p$
149,6 cm <sup>3</sup>	144,2	bei 20,9°	651
	143,3	16,0	638
	141,2	2,9	629

Der Druck, unter dem das Gas steht, ist gleich dem Barometerstand vermindert um die Niveaudifferenz des Quecksilbers innen und aussen und der Tension der Gelatine bei der betreffenden Temperatur. Der Absorptionscoefficient  $\alpha$  berechnet sich nach der Formel:

$$\alpha = \frac{v_1 - v_2}{\text{Gelatinevolumen}} \cdot \frac{760}{p},$$

denn die Absorption ist proportional dem Druck.

Das Volumen der Gelatine war 6,10 cm<sup>3</sup>

$\alpha_{2,9} = 1,633$ , nach Bunsen für H<sub>2</sub>O = 1,5866

$\alpha_{16,0} = 1,192$ , „ „ „ H<sub>2</sub>O = 0,9753

$\alpha_{20,9} = 1,033$ , „ „ „ H<sub>2</sub>O = 0,8992

Die Indices bezeichnen die Temperatur.

Zum Vergleich setze ich daneben die von Bunsen bestimmten Werthe für Wasser.

Die Absorption scheint in der Gelatine etwas grösser zu sein, jedoch ist der Unterschied nicht sehr bedeutend.<sup>1)</sup>

1) Es sei übrigens noch bemerkt, dass die Bunsen'schen Zahlen meist kleiner sind wie die von anderen gefundenen, z. B. von Setschenow für CO<sub>2</sub> oder von Raoult für NH<sub>3</sub>. Allein ich nehme die Bunsen'schen, weil Hüfner dieselben zur Prüfung der Exner'schen Regel eingesetzt hat.

## Stickoxydul.

Die Bestimmung wurde vollkommen analog ausgeführt.

Reducirtes Gasvolumen:			
vor der Abs. $v_1$	nach der Abs. $v_2$	Temp.	Druck
172,5	165,5	17°	715

Das Gelatinevolumen = 8,4 cm<sup>3</sup>:

$$\alpha_{17} = 0,772, \text{ nach Bunsen} = 0,7306.$$

Die Uebereinstimmung mit der Zahl von Bunsen ist sehr gut.

## Schwefelwasserstoff.

Reducirtes Gasvolumen			
vor der Absorption	nach der Absorption	$t$	$p$
168,7	153,2	18,4	701
	151,4	6,6	691

Gelatinevolumen = 5,4 cm<sup>3</sup>.

$$\alpha_{6,6} = 3,52, \text{ nach Bunsen} = 3,88$$

$$\alpha_{18,4} = 3,05, \text{ „ „ } = 3,03$$

Auch hier liegen die Abweichungen in den Fehlergrenzen.

## Ammoniak.

Wurde eine Gelatinekuigel in Ammoniak hineingebracht, so wurde durch die Absorption soviel Wärme frei, dass die Gelatine flüssig wurde, an der Wand fest klebte und von dem aufsteigenden Quecksilber überdeckt wurde. Um dem vorzubeugen, wurde die Glaskugel bloss zerbrochen, aber nicht von der Gelatine losgelöst; es wurden nur kleine Glassplitterchen herausgenommen, sodass das Gas nur eine minimale Angriffsfläche hatte und die Lösungswärme nicht genügte, die Gelatine zu schmelzen. Die zwei Bestimmungen ergaben:

Reducirtes Gasvolumen			
vor der Absorption	nach der Absorption	Temperatur	Druck
335,3	73,1	17°	560
187,1	92,0	17	580

Bei der ersten Bestimmung betrug das Volumen der Gelatine  $0,513 \text{ cm}^3$ , bei der zweiten  $0,187$ .

$$\alpha_{17} = 693$$

$$\alpha_{17} = 666$$

$$\text{Mittel } \alpha_{17} = 680, \text{ nach Bunsen } 696,6.$$

Wasserstoff und Sauerstoff sind in solch geringem Maasse löslich, dass es nicht möglich war, die Absorption auf die nämliche Art zu bestimmen, denn die Beobachtungsfehler würden mindestens in derselben Grössenordnung liegen, wie die absorbirten Mengen. Mit grösseren Gelatinemengen kann auch nicht gearbeitet werden, da die Verbreitung zu langsam vor sich geht und Gleichgewicht im Sättigungszustand erst nach sehr langer Zeit eintreten würde. Ich suchte deshalb eine andere Methode.

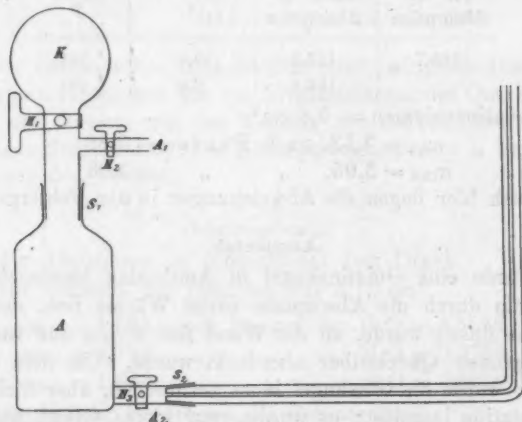


Fig. 3a.

Ich bemerke gleich im voraus, dass die Resultate nicht zu meiner Befriedigung ausgefallen sind, dass es mir aber wenigstens für Sauerstoff gelungen ist, die Grössenordnung der Absorption festzustellen. Der Apparat, der dazu diente, ist in Fig. 4 schematisch dargestellt; ein Glasgefäss  $A$  von circa  $50 \text{ cm}^3$  Inhalt ist durch einen weiten Schliiff  $s_1$  und einen weitgebohrten Hahn  $H_1$  mit der Kugel  $K$  verbunden. Von den beiden mit Hähnen verschliessbaren Ansätzen  $a_1$  und  $a_2$ ,

endigt der letztere in einem Schliff  $s_2$ , in den eine Capillare eingeschliffen ist. Der Inhalt der Kugel und des Gefässes ist durch Auswägen mit Quecksilber bestimmt worden; die Capillare ist dem Volumen nach calibriert. Nachdem die Kugel mit ausgekochter Gelatine gefüllt und durch den Hahn  $H_1$  von dem übrigen Gefäss abgesperrt ist, wird das Gefäss mit Sauerstoff gefüllt und darauf in ein grosses Wasserbad gestellt. Der Quecksilberfaden in der Capillaren wird eine bestimmte Stellung einnehmen. Ist Temperatur und Barometer bekannt, so kann das Volumen auf  $0^\circ$  und 760 mm reducirt werden. Hierauf wird die Capillare durch  $H_2$  abgeschlossen und  $H_1$  geöffnet. Die Gallerte wird erwärmt, bis sie flüssig ist und durch Schütteln in dem ganzen Gefäss vertheilt, um eine grosse Oberfläche herzustellen. Ist das Gefäss wieder einige Zeit genau in derselben Lage wie früher im Wasserbade eingetaucht, so öffnet man den Hahn  $H_2$  abermals und liest die Stellung ab. Die Differenz der beiden Volumina ist die absorbirte Gasmenge. Rechnet man dieselbe nach dem Henry-Dalton'schen Gesetze auf 1 Atm. um und dividirt sie durch das Gelatinevolumen, so erhält man den Absorptionscoefficienten.

Die praktische Ausführung der Versuche bietet einige Schwierigkeiten. Einmal muss die Gelatine vollkommen luftfrei eingeführt werden. Sie wurde deshalb heiss eingefüllt und in der Kugel zum Sieden erhitzt, darauf durch den Hahn abgeschlossen. Bei der Abkühlung zieht sich die Gelatine zusammen und erzeugt in der Kugel einen kleinen luftleeren Raum, dessen Volumen nur geschätzt werden kann. Ferner sind die Volumenänderungen durch Temperatur und Barometerschwankungen gross gegen die verschwindende Gasmenge. Ein bedenklicher Nachtheil ist auch die grosse Trägheit, mit der sich der Quecksilberfaden einstellte; er folgte den kleinen Volumenänderungen nicht immer. Ich suchte ihn durch Blasen von aussen immer so hoch zu stellen wie nur möglich und machte dann die Ablesung. Eine andere leichtflüssige, benetzende Sperrflüssigkeit wagte ich wegen unbekannter Absorptionsverhältnisse nicht zu nehmen. Von den gemachten Bestimmungen theile ich nur die letzten fünf mit, wobei ich die genannten Fehler so gut wie möglich vermieden zu haben glaube.



Reducirtes Gasvolumen				
vor der Absorption	nach der Absorption	Absorbirte Menge	Temperatur	Druck
51,97	51,59	0,38	14,0°	752
51,97	51,68	0,29	15,4	754
51,97	51,65	0,12	16,0	755
50,66	50,39	0,27	19,0	737
50,69	50,46	0,23	18,0	730

Das Gelatinevolumen beträgt 7,1 cm<sup>3</sup>.

Rechne ich hieraus die  $\alpha$  aus, so finde ich:

$$\begin{aligned} \alpha &= 0,054 & \alpha &= 0,039 \\ \alpha &= 0,041 & \alpha &= 0,034 \\ \alpha &= 0,014 \end{aligned}$$

Berechne ich, abgesehen von der Temperatur, hieraus ein Mittel, so finde ich:

$$\alpha = 0,0364, \text{ nach Bunsen } 0,0294 \text{ g für } 16^\circ.$$

Der Mittelwerth zeigt doch annähernd Uebereinstimmung mit dem Bunsen'schen.

Die Versuche mit Wasserstoff ergeben einen noch kleineren Werth; jedoch muss die Methode noch umgeändert werden, um zahlenmässig die Absorption verfolgen zu können. Mit diesem Apparat müsste ich die Hundertstel Cubikcentimeter mit Sicherheit erhalten, um nur etwa 10 Proc. Genauigkeit zu erhalten, was bei den genannten Fehlerquellen nicht möglich ist.

Ich lasse hier noch die gefundenen Absorptionscoefficienten zusammengestellt folgen. Der Index von  $\alpha$  bedeutet die Temperaturen.

CO <sub>2</sub>	$\alpha_{2,9} = 1,633$	$\alpha_{16} = 1,192$	$\alpha_{30,9} = 1,038$
N <sub>2</sub> O		$\alpha_{17} = 0,772$	
H <sub>2</sub> S	$\alpha_{6,1} = 3,52$	$\alpha_{18} = 3,05$	
NH <sub>3</sub>		$\alpha_{17} = 680$	
O <sub>2</sub>		$\alpha_{16} = 0,0364$	

Das Ergebniss ist, dass die Absorption der Gase in Gelatine jedenfalls nur sehr wenig verschieden ist von der in reinem Wasser.



Berechnung der Diffusionscoefficienten und Vergleich  
mit den früheren Resultaten.

Nachdem nun sowohl die Diffusionsmengen als auch die Absorption bestimmt waren, so konnte ich die Diffusionscoefficienten  $K$  berechnen:

$$K = \frac{v}{\alpha}.$$

Ich setze hier für  $\alpha$  die von Bunsen gefundenen Werthe ein, da wir ja gesehen haben, dass die Abweichungen in Gelatine kaum über die Beobachtungsfehler hinausreichen.

Kohlensäure.

$$\begin{array}{ll} v_{15} = 0,845 & v_0 = 1,383 \\ \alpha_{15} = 1,0020 & \alpha_0 = 1,7967 \end{array}$$

$$K_{15} = \frac{0,845}{1,0020} = 0,843 \quad K_0 = \frac{1,383}{1,797} = 0,770.$$

Stickoxydul.

$$v_{14} = 0,509 \quad \alpha_{14} = 0,8034$$

$$K_{14} = \frac{0,509}{0,8034} = 0,634.$$

Wasserstoff.

$$v_{14} = 0,0565 \quad \alpha_{14} = 0,01918^1)$$

$$K_{14} = \frac{0,0565}{0,01918} = 2,95.$$

Schwefelwasserstoff.

$$v_{15,5} = 3,96 \quad \alpha_{15,5} = 3,1988$$

$$K_{15,5} = \frac{3,96}{3,1988} = 1,24.$$

Ammoniak.

$$v_{17} = 1271 \quad \alpha_{17} = 697$$

$$K_{17} = \frac{1271}{697} = 1,594.$$

Sauerstoff.

$$v_{14} = 0,230 \quad \alpha_{14} = 0,03034$$

$$K_{14} = \frac{0,230}{0,0303} = 7,58.$$

Um nun die Exner'sche Regel zu prüfen, wonach sich die Diffusionscoefficienten umgekehrt verhalten wie die Quadratwurzeln aus den Dichten, stelle ich die Zahlen so zusammen,

1) Timofejew, Zeitschr. f. physik. Chem. 6. p. 141. 1890.

dass ich aus dem gefundenen Werthe  $K$  für Kohlensäure und den bekannten Gasdichten die Coefficienten der anderen berechne. Es ist dann  $K_x = K_{\text{CO}_2} \sqrt{(d_{\text{CO}_2} / d_x)}$ . Die experimentell gefundenen Werthe setze ich daneben.

	Dichte $d$	$\frac{1}{2} \log d$	berechnet $k$	gefunden $k$
CO <sub>2</sub>	1,5290	0,0922	—	0,845
N <sub>2</sub> O	1,614	0,1099	0,821	0,634
H	0,06926	9,4208— <sup>10</sup>	3,97	2,95
H <sub>2</sub> S	1,1912	0,0879	0,956	1,24
NH <sub>3</sub>	0,5901	9,8855— <sup>10</sup>	1,358	1,59
O <sub>2</sub>	1,1056	0,0218	0,992	7,58

Wie man sofort sieht, kann von einer vollkommenen Uebereinstimmung nicht die Rede sein. Die Abweichungen überschreiten die Beobachtungsfehler. Abgesehen von O<sub>2</sub> lässt sich hingegen nicht bestreiten, dass eine Annäherung an das Gesetz vorhanden ist. Jedenfalls bildet das specifische Gewicht einen Hauptfactor für die Verbreitungsgeschwindigkeit, aber offenbar ist es nicht der einzige; die Diffusionsgeschwindigkeit scheint noch von anderen Factoren abhängig zu sein.

Auffallend ist der grosse Werth für Sauerstoff. Schon gleich bei den Vorversuchen waren mir die relativ grossen Diffusionsmengen des Sauerstoffs aufgefallen und bei meinen Hauptversuchen bestätigte es sich. Gilt die Exner'sche Regel, so müsste durch dieselbe Schicht in gleicher Zeit mehr H<sub>2</sub> wie O<sub>2</sub> wandern; ich fand das Gegentheil. Um mich davon aber noch weiter zu überzeugen, füllte ich in meinen Apparat unten Sauerstoff und oben Wasserstoff ein und überliess den Apparat sich selbst. Nach drei Tagen hatte sich eine Druckdifferenz von ca. 3 cm herausgebildet, sodass bei H<sub>2</sub> der Ueberdruck herrschte; es war also mehr Sauerstoff wie Wasserstoff diffundirt. Es liegt aber noch eine andere Möglichkeit vor, dass nämlich der Sauerstoff auf die Gelatine chemisch wirkt und dieselbe langsam oxydirt; dann aber misst man in dem Apparate nicht die diffundirte Menge, sondern die chemisch verbrauchte noch dazu. Mit Recht wird man einwenden, dass sich diese Erscheinung bei der Absorption auch zeigen müsste. Ich habe thatsächlich auch eine etwas

grössere Löslichkeit gefunden wie Bunsen für Wasser; würden die Versuche auf grössere Gelatinemassen und auf längere Zeit ausgedehnt, so müsste man den scheinbaren Absorptionscoefficienten beständig wachsend finden. Ich hoffe diese Versuche noch anstellen zu können.

Aehnliches ist übrigens für Sauerstoff in Kautschuk beobachtet worden; die Absorption soll eine andauernde sein und der Sauerstoff zur langsamen Oxydation des Kautschuks verbraucht werden.

Es bleibt mir nun noch übrig, meine Resultate mit denen früherer Beobachter zu vergleichen, soweit es möglich ist. F. Exner konnte die Diffusionscoefficienten nicht absolut bestimmen, da er seine Schichtdicke nicht kannte, er fand nur die sich austauschenden Volumina. Er nimmt nun als Einheit Luft an und vergleicht alle Gase mit Luft.<sup>1)</sup> Ich rechne seine Zahlen so um, dass ich  $\text{CO}_2$  als Einheit setze und angebe, welches Volumen eines Gases durch eine Fläche diffundirt, wenn ein Kohlensäurevolumen durch dieselbe Fläche wandert. Aus den Beobachtungen von Hüfner lassen sich die Zahlen auch ohne weiteres finden; ich stelle sie in folgender Tabelle zusammen.

	Exner	Hüfner	Hagenbach
$\text{NH}_3$			
$\text{CO}_2$	976	8870 <sup>2)</sup>	1508
$\text{H}_2\text{S}$			
$\text{CO}_2$	3,50		4,35
$\text{O}_2$			
$\text{CO}_2$	0,0413	0,0867	0,272
$\text{H}$			
$\text{CO}_2$	0,0800	0,0598	0,0668
$\text{N}_2\text{O}$			
$\text{CO}_2$		0,765	0,602
	Seifenwasser	reines Wasser	Gelatine

1) Mit Luft habe ich keine Versuche angestellt, denn lässt man Luft durch eine Flüssigkeitsschicht passiren, so tritt auf der anderen Seite nicht Luft, sondern ein anderes Gemisch aus, was die Versuche sehr complicirt.

2) J. Müller, Wied. Ann. 43. p. 554. 1891.

Sehr auffallend sind die überaus grossen Differenzen für  $\text{NH}_3$ . Der Werth von Müller giebt einen von dem Exner'schen Gesetze weit abweichenden Werth (15 statt 2,2), während meiner nur wenig abweicht; allerdings ist die Abweichung in demselben Sinne.

Die Diffusionscoefficienten für Gelatine sind (abgesehen von  $\text{O}_2$ ) alle kleiner wie für reines Wasser. Die Gelatine bietet also einen etwas grösseren Widerstand gegen die diffundirenden Molecüle und zwar im Durchschnitt den rund 1,5 fachen bei 20 proc. Gelatine.

Die *Hauptergebnisse* lassen sich folgendermaassen kurz zusammenfassen:

Die *Dampftension* der Gelatine ist, absolut genommen, wenig verschieden von der Spannung des Wasserdampfes. Procentual sind die Abweichungen bei den niederen Temperaturen grösser.

Die *Absorption* der Gase, Kohlensäure, Stickoxydul, Schwefelwasserstoff, Ammoniak, Sauerstoff und Wasserstoff ist kaum merklich verschieden in Gelatine von dem Wasser.

Für die eben genannten Gase wurden auch die *Diffusionscoefficienten* bestimmt und sämmtlich kleiner gefunden für Gelatine wie für reines Wasser, ausgenommen für Sauerstoff, das (vielleicht nur scheinbar) viel rascher diffundirt.

Die *Exner'sche Regel*, wonach sich die sich austauschenden Gasvolumina verhalten wie ihre Absorptionscoefficienten und umgekehrt wie die Quadratwurzeln aus den Dichten, bestätigt sich nur annähernd. Die Abweichungen sind beträchtliche.

Bonn, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 10. Juni 1898.)

## 2. Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Brechung und Dispersion einiger Krystalle und Gläser<sup>1)</sup>; von John O. Reed.

1. Durch die Arbeit von Pulfrich<sup>2)</sup> „Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Lichtbrechung des Glases“ ist unsere Kenntniss über das thatsächliche Verhalten der Lichtbrechung durchsichtiger fester Körper gegenüber den Veränderungen der Temperatur nicht nur wesentlich vervollständigt worden, es ist auch für das bis dahin ohne Erklärung gebliebene Verhalten der festen Körper, welches zum Theil in Widerspruch zu stehen schien zu dem Verhalten der Flüssigkeiten und Gase, eine befriedigende, den bisherigen Widerspruch beseitigende Erklärung gegeben worden. Durch diese Untersuchung, welche auf eine grössere Anzahl optisch und chemisch genau definirter Gläser, sowie auf Quarz, Flussspath, Steinsalz und Sylvin ausgedehnt wurde, und die Temperaturen von Zimmertemperatur bis 100° C. umfasst, wurde festgestellt, dass in allen Fällen, ohne Rücksicht darauf, ob der Brechungsindex mit der Temperatur zu- oder abnimmt, die Dispersion mit wachsender Temperatur grösser wird.

Auf Grund des Studiums dieser Erscheinung gelangt dann Pulfrich zu folgender Erklärung für das Verhalten der Lichtbrechung durchsichtiger fester Körper: „Zur Erklärung für das Verhalten der Brechungsindices durchsichtiger fester Körper unter dem Einfluss der Temperatur ist die Annahme einer neben der Volumenänderung herlaufenden Vergrösserung des Absorptionsvermögens im blauen und ultrablauen Theile des Spectrums nicht nur nothwendig, sondern auch vollständig ausreichend. — Die beiden Ursachen sind in ihren Wirkungen einander entgegengesetzt, die Abnahme der Dichte vermindert den Index, die sich steigernde Absorption im Blau erhöht den-

1) Auszug aus der Inaugural-Dissertation, Jena 1897.

2) C. Pulfrich, Wied. Ann. 45. p. 609. 1882. In dieser Arbeit findet man die gesammte Literatur über diesen Gegenstand bis 1892 angegeben.

selben wieder; je nachdem nun die eine oder andere der beiden Wirkungen überwiegt, haben wir es mit einer Abnahme oder mit einer Zunahme des Brechungsindex zu thun; wenn die beiden Wirkungen sich gerade aufheben, bleibt der Brechungsindex anscheinend ganz befreit von dem Einflusse der Temperatur.“<sup>1)</sup>

Eine wesentliche Stütze für diese Erklärung bildet das Verhalten der genannten Körper zu dem bekannten Satze der Proportionalität zwischen Brechungsvermögen und Dichte eines Körpers, für deren Zusammenhang untereinander bekanntlich folgende Beziehungen aufgestellt worden sind:

$$(1) \quad \frac{n-1}{d} = \text{const.}$$

$$(2) \quad \frac{n^2-1}{d} = \text{const.}$$

$$(3) \quad \frac{n^2-1}{n^2+2} \cdot \frac{1}{d} = \text{const.}$$

Berechnet man hieraus die Aenderung der Brechungsexponenten pro 1<sup>o</sup> Temperatursteigerung nach den abgeleiteten Formeln

$$\text{I. } \Delta' n = -(n-1) \cdot 3a$$

$$\text{II. } \Delta'' n = -\frac{n+1}{2n} \cdot (n-1) \cdot 3a$$

$$\text{III. } \Delta''' n = -\frac{n^2+2}{3} \cdot \frac{n+1}{2n} \cdot (n-1) \cdot 3a$$

wo  $3a$  den cubischen Ausdehnungscoefficienten bezeichnet, so ergibt sich aus einer Vergleichung des so berechneten  $\Delta n$  mit dem beobachteten Resultat  $\Delta n$ , dass keine der drei Differenzen  $\Delta n - \Delta n'$ ;  $\Delta n - \Delta n''$ ;  $\Delta n - \Delta n'''$  verschwindet. Man erhält aber, wie Pulfrich zuerst hervorgehoben hat, für die obengenannten Differenzen immer positive Werthe, und zwar bei allen durchsichtigen festen Körpern, die bisher untersucht worden sind; mit anderen Worten: in allen bisher untersuchten Fällen bleibt, wenn man die aus der Dichteänderung berechnete Aenderung des Brechungsindex von dem beob-

1) Einer neueren Mittheilung von Pulfrich zufolge (vgl. Wied. Ann. 59. p. 671. 1896) steht mit dieser Erklärung auch das Verhalten der Lichtbrechung der Metalle im Einklang.

achteten Werth subtrahirt, ein positiver Rest übrig, welcher zufolge obiger Erklärung der Absorptionswirkung zuzuschreiben ist.

2. Mit Rücksicht namentlich auf die Wichtigkeit der Frage in theoretischer Richtung, insofern sie den Molecularzustand des Stoffes berührt, sowie aus praktischen Gesichtspunkten, schien es wünschenswerth, die Untersuchung einen Schritt weiter zu führen und die Erscheinung bis zu so hohen Temperaturgraden zu verfolgen, als es die Versuchsbedingungen zulassen. Denn es ist interessant zu wissen, wie der Verlauf der Brechungsindices und der der Dispersion oberhalb  $100^{\circ}$  C. sich gestaltet. Es ist nicht unwahrscheinlich, dass das Verhalten des Glases in dem Maasse anders wird, je mehr sich dasselbe seiner Erweichungstemperatur (ca.  $400 - 450^{\circ}$  C.) nähert. Auch die weitere Frage, ob der Brechungsindex durch eine solche Temperatursteigerung eine bleibende Veränderung erleidet oder nicht, sowie einige andere hierher gehörige Fragen waren von Interesse, im Einzelnen näher erörtert zu werden.

3. Bei den meisten Gläsern war die Zunahme der Absorptionswirkung im Blau und Violett so stark, dass die zur Messung benutzte Quecksilberlinie oft gar nicht mehr sichtbar war. Auf eine Messung der Absorption und der Absorptionsänderung habe ich mich nicht eingelassen. Doch ist nach der oben erwähnten Annahme zu erwarten, dass bei denjenigen Gläsern, welche eine so starke Absorption zeigen, auch eine entsprechende Steigerung der Dispersion vorhanden ist.

Bei Flussspath liegt noch ein besonderes wissenschaftliches Interesse vor, insofern nämlich nach Schumann's Untersuchungen das Absorptionsvermögen im Blau und Ultrablau verschwindend klein ist. Daraus lässt sich folgern, dass, wenn mit wachsender Temperatur die blauen und violetten Spectrallinien an ihrer Schärfe und Deutlichkeit nicht einbüßen, auch eine Zunahme der Dispersion nicht, oder nur in sehr geringem Maasse zu erwarten ist.

4. Die erfolgreiche Herstellung eines Instrumentes, mit dem Messungen von  $20 - 500^{\circ}$  mit der nöthigen Feinheit gemacht werden können, verdanke ich Hrn. Pulfrich, der auch die Anregung zu der folgenden Arbeit gegeben hat und der



mir während der ganzen Untersuchung mit Rath und That hilfreich zur Seite stand.

5. Das Instrument wurde in der Optischen Werkstätte von Carl Zeiss in bekannter Güte gebaut und mir in der freundlichsten Weise zur Verfügung gestellt. Ebenso habe ich alle weiteren Hilfsapparate — Prismen, Geissler'sche Röhren etc. — der Optischen Werkstätte und dem Jenaer Glaswerk Schott & Genossen zu verdanken.

6. Die Messungen wurden im Physikalischen Institute hiesiger Universität vorgenommen und spreche ich Hrn. Prof. Winkelmann für sein freundliches Interesse und seine hilfreiche Führung bei dieser Arbeit meinen aufrichtigen Dank aus.

7. Die Arbeit zerfällt in drei Theile. Der *erste Theil* enthält die Beschreibung der Methode und des benutzten Apparates, der *zweite Theil* die Beobachtungsergebnisse und der *dritte Theil* die Discussion der Resultate und die Schlussfolgerungen.

### Erster Theil.

#### Methode der Untersuchung; Beschreibung des Apparates.

8. Zu den Versuchen wurde die Abbe'sche Methode der Beobachtung benutzt mit einer Modification, die bereits von Pulfrich<sup>1)</sup> angegeben ist.

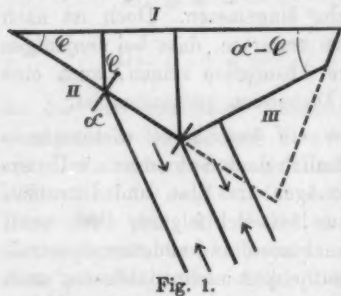


Fig. 1.

Es wurde nämlich an das zu untersuchende Prisma eine Hilfsfläche III (Fig. 1) angeschliffen und zwar so, dass das von ihr herrührende Spiegelbild des Spaltes sich *gleichzeitig* mit den Spectrallinien im Gesichtsfeld projicirt. Bei einer Temperaturänderung kann dann, da die

Winkel des Prismas sich nicht ändern, eine Verschiebung der einzelnen Spectrallinien gegenüber dem von der spiegelnden Fläche herrührenden Spaltbild nur durch eine Änderung der Brechungsindices herbeigeführt werden. Diese Verschiebungen

1) Pulfrich, l. c. p. 617.

lassen sich durch eine Mikrometerschraube leicht ermitteln und daraus die Aenderung des Brechungsvermögens ableiten. Um deshalb die Aenderung der Brechung durch Temperaturänderung zu messen, brauchen wir, abgesehen von dem Erhitzungsapparate: Ein feststehendes Fernrohr und ein drehbares Tischchen für das Prisma mit Mikrometerbewegung,

#### Der Beobachtungsapparat.

##### Der Heizkörper.

9. Der eigentliche Heizkörper, dessen Einrichtung die Fig. 2 zu erkennen giebt, besteht aus einem ca. 50 Kilo schweren Kupfermantel *M*, welcher von einem Ring *R* und drei kräftigen Säulen getragen wird. Derselbe ist mit einer verticalen, cylindrischen Durchbohrung versehen, welche von oben mit einem Metallconus und dem darin eingesetzten Thermometer geschlossen ist, und in welche von unten die ca. 25 cm lange Drehungsaxe *A* des Beobachtungsapparates mit dem an ihrem oberen Ende befindlichen Prisma hineinragt. In der Höhe des Prismas ist der Kupfermantel von der Mitte nach aussen in horizontaler Richtung durchbohrt, und in diese Durchbohrung, dem Fernrohr gegenüber, ist ein Beobachtungsrohr *r* eingesetzt. Das Umhüllungsrohr *U*, welches durch seitliche Einschraubung eines kurzen das Beobachtungsrohr *r* umschliessenden Rohres festgehalten wird, schliesst sich nach oben durch einen Kupferconus *K*, der in die ihm entsprechende Ausdrehung sehr genau hineinpasst, um alle Luftbewegungen in der Nähe des Prismas möglichst zu vermeiden. Durch diesen Conus erstreckt sich das Thermometer hinunter bis nahe an die Oberfläche des Prismas, um dem Gefäss des Thermometers und dem Prisma selbst eine möglichst gleiche Lage zu geben.

Im unteren Theil des Kupfermantels befindet sich eine ringförmige Eindrehung *E*, welche nach oben mit der äusseren Luft durch eine Reihe von verticalen, voneinander gleich weit entfernten Durchbohrungen von ca. 1 cm Durchmesser in Verbindung steht. Diese Schornsteine *S* lassen sich oben durch einen drehbaren Ring *D* von dickem Kupferblech mehr oder weniger öffnen und gestatten hierdurch die Erwärmung des Kupfermantels theilweise zu reguliren. Die Erwärmung

geschieht durch gewöhnliche Bunsenbrenner, deren Flammenspitzen in die Eindrehung *E* hineinspielen. Die entstandenen Verbrennungsgase ziehen durch die Schornsteine *S* in die Luft

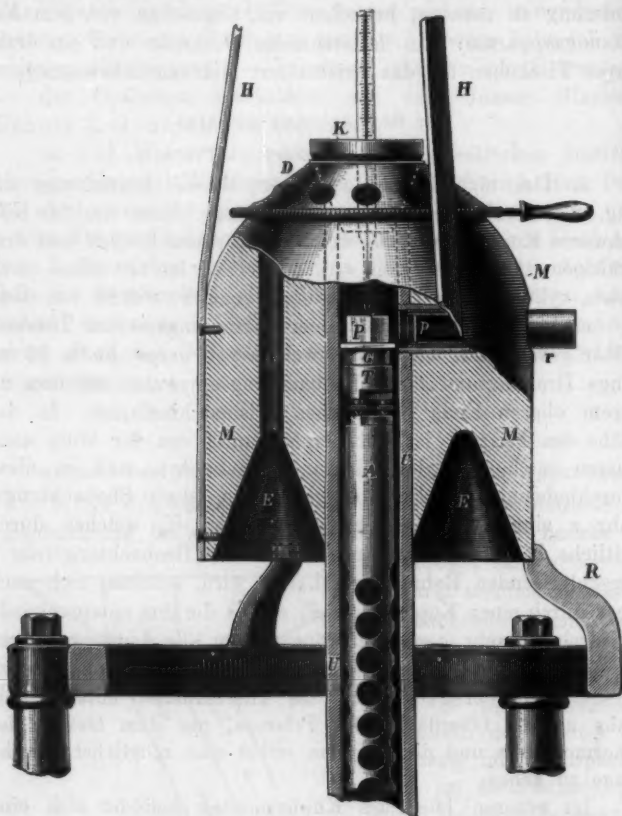


Fig. 2.

hinaus. Vermittelst der drei eisernen Halter *H* und einer damit verbundenen beweglichen Rolle lässt sich der Heizkörper, der durch ein Gegengewicht äquilibrirt ist, sehr leicht heben oder senken.

#### Der Messapparat.

10. Vollständig unabhängig von dem Heizapparat ist der vorhin erwähnte eigentliche Messapparat montirt: nämlich Fernrohr, Axe und Mikrometer. Die Bewegung der Axe lässt sich zum Zwecke der Aufstellung und Justirung des Prismas leicht aus freier Hand durch ein Speichenrad, das sich an ihrem unteren Ende befindet, ermöglichen, zur Feinbewegung bei der eigentlichen Messung aber dient die mikrometrische Einrichtung, die zweckmässig gleich unter dem Fernrohr angebracht ist. Die Verstellung des Fernrohres in der Verticalebene wird durch einen kurzen Hebelarm mit Daumschraube ermöglicht. Um eine ausreichende Justirung des Prismas zu erlauben, wird der Prismentisch *T* von drei Stellschrauben getragen.

Auf dem Tischchen befindet sich ein kurzes Glasrohr *G*, welches oben eine eingeschliffene Glasplatte trägt, worauf das zu untersuchende Prisma *P* genau im Centrum des Kupfermantels und dem Fernrohr gegenüber sitzt.

#### Schutzmaassregeln.

11. Um die schädliche Wirkung der Strahlung bez. der Wärmeleitung des Heizkörpers auf den eigentlichen Messapparat möglichst auszuschliessen, wurden folgende Schutzmaassregeln getroffen. Die durch das Axenrohr *A* herrührende Wärmeleitung nach unten wurde soweit wie möglich vermindert dadurch, dass man das Rohr horizontal mit einer Reihe von aufeinander folgenden senkrechten Durchbohrungen versah, wie aus Fig. 2 leicht zu ersehen ist.

Das vorhin erwähnte Glasrohr *G* auf dem Tischchen *T* hat den Zweck, das darauf befindliche Prisma vor einer Wärmezufuhr von unten her zu schützen.

Das seitliche Rohr *r* hat an jedem Ende eine etwa 2 mm dicke planparallele Glasplatte *p*, um die Bewegung der eingesperrten heissen Luft und die hierdurch hervorgerufenen Störungen zu beseitigen. Um die Axe, sowie die mikrometrischen Theile des Instrumentes gegen den Einfluss des Heizkörpers zu schützen, dient ein quadratischer Zinkblechkasten *Q* (Fig. 3) von 3 cm Höhe, durch welchen bei Erwärmung des

Apparates kaltes Wasser fortwährend fließt. Auch die Axenbüchse ist durch das Gefäß *W* unter Wasser gesetzt. Das Wasser tritt durch den Schlauch *V* in *W* ein, fließt auf der

hinteren Seite nach oben durch einen kurzen Schlauch, füllt den vorgenannten flachen Kasten *Q* und fließt aus dem Schlauch *Z* wieder ab.

Das Fernrohr und seine Träger wurden gegen

Wärmewirkung geschützt, indem man davor einen doppelten Bleiblechschirm *B* mit einer zwischen seinen Platten befindlichen Luftschicht aufstellt. In diesem Luftschichtschirm befindet sich eine Oeffnung, welche dem Fernrohr-objectiv gegenübersteht und die durch zwei Klappen verschlossen wird, sobald die Fernrohrbeobachtung beendet ist.

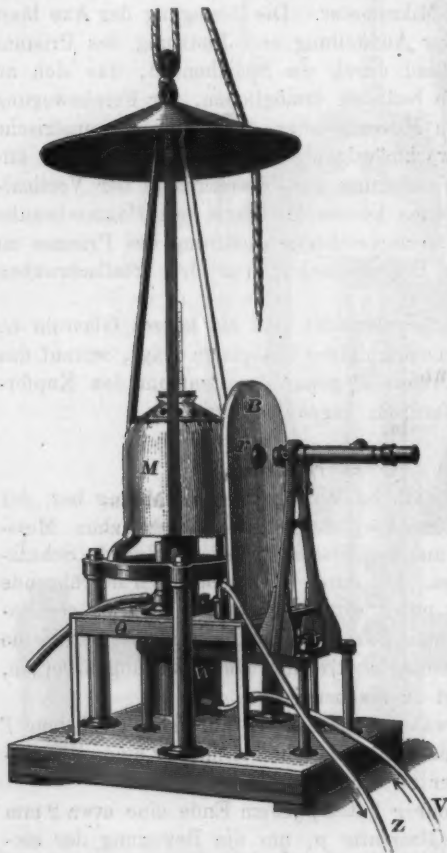


Fig. 3.

Der Stab des Thermometers wird gegen zufällige Temperaturschwankungen geschützt, indem man darüber ein weites, nach oben geschlossenes Glasrohr setzt. In diesem Rohr be-

findet sich ein Hülfs thermometer, welches die Mitteltemperatur des hervorragenden Fadens des Hauptthermometers möglichst genau zu ermitteln gestattet.

Um die Wärmestrahlung möglichst zu vermeiden, sind der Kupfermantel, das Beobachtungsrohr, der untere Theil des Umhüllungsrohres *U*, sowie der Bleiblechschirm vollständig mit Asbest bekleidet worden. Zu demselben Zweck befindet sich auf der oberen Seite des quadratischen Kastens eine 1 cm dicke Asbestschicht. Durch die beschriebenen Vorkehrungen wurde erreicht, dass alle Theile der mikrometrischen Einrichtung selbst bei 450° C. keine nachweisbare Erwärmung zeigten.

12. Zuerst hatte ich bei meinen Versuchen mit einer Reihe von Schwierigkeiten zu kämpfen. So zeigte anfänglich das Prisma immer bei Erwärmung bis 300° ein vollkommenes Verschwinden der Spectrallinien. Diese Erscheinung wurde durch das Auftreten eines dünnen Niederschlages auf den Prismenflächen verursacht, welcher den Durchgang des Lichtes vollständig verhinderte. Weitere Untersuchungen zeigten, dass diese Störung grösstentheils dadurch hervorgerufen wurde, dass Verbrennungsproducte des Gases durch den Kupfermantel selbst hindurchgingen. Um dies zu vermeiden, wurde das oben erwähnte Messingrohr, Umhüllungsrohr *U* von 8 mm Wandstärke, in den Kupfermantel eingesetzt und seitlich ein zweites kürzeres, welches das Rohr *r* umschliesst, eingeschraubt. Um alle durch Oxydation des Kupfers herrührenden Störungen zu beseitigen, wurden das Umhüllungsrohr, sowie der Conus, das Prismenstückchen und der obere Theil des Axenrohres gut vernickelt. Nach diesen Vorkehrungen blieben die Prismenflächen selbst bei den höchsten Temperaturen von jedem Niederschlag vollständig frei.

Eine weitere Schwierigkeit bestand in der anfänglich sehr geringen Uebereinstimmung der erhaltenen Resultate mit den Angaben des von Abbe construirten Erhitzungsapparates, mit dem ich des Vergleiches halber wiederholt solche Messungen ausgeführt habe. Die Abweichungen zeigten eine gewisse Regelmässigkeit, indem die mit dem neuen Apparat ermittelten Werthe immer eine um 10–15 Proc. grössere Temperaturwirkung ergaben. Daraus schien hervorzugehen, dass die Temperatur des Prismas in dem neuen Apparat bedeutend



höher war, als das Thermometer anzeigte. Letzteres war in der That der Fall, denn das Prisma stand bei diesen ersten Untersuchungen direct auf dem Metalltischchen und erst nachdem die bereits erwähnte Glasröhre zwischen Tischchen und Prisma eingeschaltet war, ergab sich eine vollständige Uebereinstimmung zwischen den Angaben der beiden Apparate.

#### Anforderungen der Methode.

13. Die Methode setzt voraus, dass die drei Prismenwinkel unverändert bleiben. Dass dies für isotrope Körper wirklich der Fall ist, zeigen nicht allein die theoretischen Betrachtungen über die nach allen Richtungen gleichmässige Ausdehnung solcher Körper, sondern auch die verschiedenen Untersuchungen von Pulfrich<sup>1)</sup>, Vogel<sup>2)</sup> und Dufet.<sup>3)</sup> Bei doppeltbrechenden Krystallen ist wegen der in verschiedenen Richtungen ungleichen Ausdehnung diese Bedingung nur dann erfüllt, wenn, wie es bei den beiden von mir untersuchten einaxigen Krystallen der Fall war, die Prismen so orientirt sind, dass die optische Axe parallel zur brechenden Kante läuft. Es findet dann in der senkrecht zur Axe stehenden Ebene eine gleichmässige Ausdehnung nach allen Richtungen statt.

Da die Methode eine Beleuchtung der Flächen II und III des Prismas (vgl. Fig. 1) verlangt und da ferner infolge der Form des Prismas das Fernrohrobjectiv eine solche Halbierung erleidet, dass die beiden Hälften in der Richtung der zu messenden Verschiebung nebeneinander zu liegen kommen, so ist es unbedingt nöthig, wie Pulfrich schon gezeigt hat, dass während der Zeit einer Versuchsreihe keine Aenderung der Einstellung des Oculars bez. des Fernrohres stattfindet, weil sonst relative Verschiebungen der Spectrallinien gegen die Einstellungsmarke eintreten, deren Betrag grösser sein kann als die zu messenden Werthe. Eine Aenderung der Brennweite des Fernrohrobjectives durch Wärmestrahlung vom Erhitzungsapparat verursacht eine ebenso schädliche Wirkung und muss

1) Pulfrich, l. c. p. 618.

2) F. Vogel, Wied. Ann. 25. p. 87. 1886.

3) H. Dufet, Recherches sur la variation des indices de la réfraction sous l'influence de chaleur.



daher durch den vorhin erwähnten Schirm und die Klappen vollständig ausgeschlossen werden. Dieses Ziel lässt sich leicht erreichen dadurch, dass man an der Fernrohereinstellung während der Beobachtung nichts ändert und im übrigen die Klappen des Schirmes nur für die Zeit der Messung öffnet.

Formeln etc.

14. Aus dem gemessenen Prismenwinkel  $\varphi$  und dem der D-Linie entsprechenden Ablenkungswinkel  $\alpha_1$  berechnet man den Brechungsindex  $N_D$  mittels der Formel

$$(I) \quad N_D = \frac{\sin \alpha_1}{\sin \varphi}.$$

Für irgend eine andere Farbe sei der Ablenkungswinkel  $\alpha_1 + \beta$ , wo  $\beta$  auf mikrometrischem Wege zu ermitteln ist; so folgt

$$(Ia) \quad N = \frac{\sin (\alpha_1 + \beta)}{\sin \varphi}$$

und

$$\begin{aligned} N - N_D &= \frac{1}{\sin \varphi} \cdot [\sin (\alpha_1 + \beta) - \sin \alpha_1] \\ &= \frac{1}{\sin \varphi} \cdot 2 \cos \left( \alpha_1 + \frac{\beta}{2} \right) \sin \frac{\beta}{2}, \end{aligned}$$

oder schliesslich

$$(II) \quad N - N_D = \frac{1}{\sin \varphi} \cdot \cos \left( \alpha_1 + \frac{\beta}{2} \right) \sin \beta,$$

weil  $\beta$  immer klein bleibt.

Um die Aenderung durch Temperatursteigerung abzuleiten, bezeichnen wir die beiden Temperaturen mit  $t_1$  und  $t_2$  ( $t_1 < t_2$ ); bei  $t_1$  beobachtet man den Ablenkungswinkel einer bestimmten Farbe ( $\alpha_1 + \beta$ ), bei  $t_2$  für dieselbe Farbe den Ablenkungswinkel ( $\alpha_1 + \beta + \delta_1$ ). Wenn nun  $N_1$  und  $N_2$  die den beiden Temperaturen entsprechenden Brechungsindices sind, bezogen auf Luft von derselben Temperatur wie das erwärmte Prisma, so erhält man nach (Ia)

$$N_1 = \frac{1}{\sin \varphi} \cdot \sin (\alpha_1 + \beta),$$

$$N_2 = \frac{1}{\sin \varphi} \cdot \sin (\alpha_1 + \beta + \delta_1),$$

und folglich

$$(III) \quad N_2 - N_1 = \frac{1}{\sin \varphi} \cdot \cos \left( \alpha_1 + \beta + \frac{\delta_1}{2} \right) \sin \delta_1.$$

Für die Aenderung des relativen Index pro  $1^\circ \text{C.}$  der Mitteltemperatur  $t_m = (t_2 + t_1)/2$  entsprechend, bekommen wir

$$(IV) \quad [\Delta N]_{t_1}^{t_2} = \frac{N_2 - N_1}{t_2 - t_1}.$$

Um die Formel bis zu irgend einem höheren Temperaturintervalle anwendbar zu machen, betrachten wir eine noch höhere Temperatur  $t_3$ , den dazu gehörigen Brechungsindex  $N_3$  und die zwischen  $t_2$  und  $t_3$  gemessene Verschiebung  $\delta_2$ . Wie vorher schreiben wir

$$N_2 = \frac{1}{\sin \varphi} \cdot \sin(\alpha_1 + \beta + \delta_1),$$

$$N_3 = \frac{1}{\sin \varphi} \cdot \sin(\alpha_1 + \beta + \delta_1 + \delta_2),$$

$$N_3 - N_2 = \frac{1}{\sin \varphi} \cdot \cos\left(\alpha_1 + \beta + \delta_1 + \frac{\delta_2}{2}\right) \sin \delta_2$$

$$[\Delta N]_{t_2}^{t_3} = \frac{N_3 - N_2}{t_3 - t_2}.$$

Oder im allgemeinen

$$(V) \quad N_n - N_{n-1} = \frac{1}{\sin \varphi} \cdot \cos\left(\alpha_1 + \beta + \sum_1^{n-2} \delta + \frac{\delta_{n-1}}{2}\right) \sin \delta_{n-1},$$

$$(VI) \quad [\Delta N]_{t_{n-1}}^{t_n} = \frac{N_n - N_{n-1}}{t_n - t_{n-1}},$$

wo

$$[\Delta N]_{t_{n-1}}^{t_n} \text{ für die Mitteltemperatur } t = \frac{t_n + t_{n-1}}{2}$$

gültig ist.

Es soll hier bemerkt werden, dass wir durch die oben gegebene Formel eine Reihe von Mittelwerthen von  $\Delta N$ , gültig für die Mitteltemperaturen des entsprechenden Intervalles bekommen, welche die einzelnen Punkte auf der Curve  $\Delta N = \psi(t)$  darstellen. Auf diesem Weg erhält man einen klareren Ueberblick über den Verlauf dieser Aenderung, als wenn man die einfachere Formel

$$N_n - N_1 = \frac{1}{\sin \varphi} \cdot \cos\left(\alpha_1 + \beta + \frac{1}{2} \sum_1^{n-1} \delta\right) \sin \sum_1^{n-1} \delta$$

angewandt hätte, weil die durch die letzte Formel gewonnenen Werthe Mittelwerthe zwischen weitentfernten Grenzen dar-

stellen. Infolge dessen liegen die letzten Punkte bedeutend weiter entfernt von der wirklichen Curve  $\Delta N = \psi(t)$ , wenn diese Curve irgend eine Krümmung hat. Die hier benutzte Formel verlangt aber eine entsprechend genauere Ermittlung der Temperatur und der Verschiebung  $\delta$ , indem ein Fehler in der Temperaturbestimmung immer einen doppelten Einfluss hat, wie man sich leicht überzeugen kann, wenn man die drei benachbarten Temperaturen  $t_{n-1}$ ,  $t_n$  und  $t_{n+1}$  betrachtet. Angenommen  $t_n$  sei zu hoch beobachtet, so wird  $[\Delta N]_{t_{n-1}}^{t_n}$  zu klein und  $[\Delta N]_{t_n}^{t_{n+1}}$  zu gross. Noch grösser ist der Einfluss eines Fehlers in der Verschiebung  $\delta_{n-1}$ , weil in der Gl. (V)  $\sin \delta_{n-1}$  immer das entscheidende Glied ist und für kleine Werthe von  $\delta$ ,  $\sin \delta$ , sich sehr rasch ändert. Zu Folge dieser beiden Umstände wird die Curve selbst bei sorgfältigster Beobachtung oft kleine Unregelmässigkeiten zeigen.

Reduction auf den leeren Raum. Correction des Thermometers.

15. Bezeichnet  $\mathcal{N}_t$  den absoluten Brechungsindex des Körpers bei der Temperatur  $t$ ,  $n_t$  den der Luft bei gleicher Temperatur, so ergibt sich bekanntlich

$$(VII) \quad \mathcal{N}_t = N_t \cdot n_t.$$

Nach der Annäherungsformel von Gladstone und Dale, gültig für Luft

$$\frac{n-1}{d} = \frac{n_0-1}{d_0} = \text{const.},$$

erhält man

$$n_t = 1 + (n_0 - 1) \frac{1}{1 + \alpha t} \cdot \frac{b}{760}$$

und daher

$$(VIIa) \quad \mathcal{N}_t = N_t + N_t \cdot \frac{n_0 - 1}{1 + \alpha t} \cdot \frac{b}{760}.$$

In dieser Gleichung bezeichnet  $n_0$  den absoluten Brechungsindex der trockenen Luft bei  $0^\circ$  und 760 mm Barometerstand,  $\alpha$  den Ausdehnungscoefficient (0,00367),  $b$  den Barometerstand und  $t$  die Mitteltemperatur. In ähnlicher Weise findet man die Aenderung des absoluten Index pro  $1^\circ \text{ C. } \Delta \mathcal{N}$

(VIIb)

$$\begin{aligned}\mathfrak{R}_1 &= N_1 \cdot n_1, \\ \mathfrak{R}_2 &= N_2 \cdot n_2, \\ \mathfrak{R}_2 - \mathfrak{R}_1 &= N_2 n_2 - N_1 n_1 \\ &= (N_2 - N_1) n_2 + N_1 (n_2 - n_1)\end{aligned}$$

wo  $n_2$  sich immer sehr wenig von Eins unterscheidet und zwar um so weniger, je höher die Temperatur ist. Da  $N_2 - N_1$  auch klein bleibt, so hat man

$$\mathfrak{R}_2 - \mathfrak{R}_1 = N_2 - N_1 + N_1 (n_2 - n_1),$$

oder

(VIII)

$$[\Delta \mathfrak{R}]_{t_1}^{t_2} = \Delta N + N_1 \Delta n$$

gültig für

$$t = \frac{t_2 + t_1}{2}.$$

Um den Factor  $\Delta n$  abzuleiten, bildet man aus

$$n - 1 = (n_0 - 1) \frac{b}{(1 + \alpha t) 760}$$

den für 1° C. geltenden Ausdruck

$$\Delta n = - (n_0 - 1) \frac{\alpha}{(1 + \alpha t) [1 + \alpha (t + 1)]} \cdot \frac{b}{760}.$$

Um die verschiedenen durch  $\Delta n$  bedingten Correctionen leicht auszurechnen, stellt man die verschiedenen möglichen Werthe tabellarisch zusammen und sucht nachher die betreffenden Werthe heraus. Einen Auszug der benutzten Tabelle giebt die folgende Zusammenstellung. Die Werthe von  $\Delta n$  sind in Einheiten der 5. Decimale angeführt.

Tabelle I.

-  $\Delta n_{(t, b)}$ .

$t$	$b = 730$	750	770
0	0,1033	0,1061	0,1089
50	0,0788	0,0758	0,0778
100	0,0553	0,0568	0,0583
150	0,0480	0,0442	0,0453
200	0,0344	0,0354	0,0363
250	0,0281	0,0289	0,0297
300	0,0234	0,0241	0,0247
350	0,0198	0,0204	0,0209
400	0,0170	0,0175	0,0179
450	0,0147	0,0151	0,0155

16. Von den drei in meiner Untersuchung benutzten Thermometern war das erste, dessen Scala bis  $105^{\circ}$  ging, in  $0,1^{\circ}$  getheilt, das zweite in  $0,2^{\circ}$ , Scala bis  $225^{\circ}$ . Das dritte zwischen  $250$  und  $450^{\circ}$  benutzte Thermometer war in ganze Grade getheilt (Scala bis  $550^{\circ}$  C.). Alle diese Thermometer waren vor meiner Untersuchung in der Reichsanstalt geprüft. Während der Untersuchung wurden sie wiederholt untersucht, ohne dass irgend eine nachweisbare Aenderung des Nullpunktes zu constatiren war. Zur Correction der Ablesungen wegen des hervorragenden Fadens bedient man sich der bekannten, für das Normalglas geltenden Formel

$$S = \frac{n(T - t)}{6100},$$

wo  $S$  die Correction bezeichnet,  $n$  die Länge des hervorragenden Fadens, in Graden ausgedrückt,  $T$  die abgelesene Temperatur, und  $t$  die Mitteltemperatur des Fadens, welche durch das Hülftsthermometer ermittelt wurde.

#### Das Beobachtungsverfahren.

17. Die untersuchten Prismen sind von etwa 25 mm Breite und 15 mm Höhe und haben einen brechenden Winkel von ungefähr  $30^{\circ}$ . Jedes Prisma wurde zuerst mit dem Abbe'schen Spectrometer untersucht, um den brechenden Winkel  $\varphi$  und den der  $D$ -Linie entsprechenden Ablenkungswinkel  $\alpha_1$  durch die bekannte Repetitionsmethode genau zu bestimmen. Gleichzeitig wurden auf mikrometrischem Wege die verschiedenen Winkelabstände  $\beta$  der später zu benutzenden Spectrallinien von der  $D$ -Linie ermittelt. Aus den so gewonnenen Daten wurden die in Tab. II angegebenen Werthe nach Gl. (II) berechnet.

Das Prisma wurde hierauf mit der Hilfsfläche III (Fig. 1) versehen und zur Erhöhung der Reflexionsfähigkeit auf der Hinterfläche gut versilbert. Nachdem in bekannter Weise das Fernrohr des neuen Instrumentes senkrecht zur Drehungsaxe gestellt war, wurde das Prisma auf das kleine Tischchen gebracht und mittels der drei Stellschrauben und des unten auf der Axe befindlichen vorher erwähnten Speichenrades justirt, bis das reflectirte Spaltbild von jeder der drei Flächen genau in gleicher Höhe mit dem Spalt selbst im Gesichtsfeld stand.

Die Untersuchungen wurden mit folgenden Spectrallinien ausgeführt:

$H_{\alpha} (C)$	$Na_{\alpha} (D)$	$H_{\beta} (F)$	$Hg_{\gamma} (G'')$
$\lambda = 0,6563$	0,5893	0,4862	0,4357

Die  $Hg_{\gamma}$ -Linie wurde der von Pulfrich benutzten  $H_{\gamma}$ -Linie vorgezogen wegen ihrer grösseren Intensität und der Möglichkeit, diese Intensität durch Erwärmung des Entladungsrohres beträchtlich zu erhöhen. Zur Beleuchtung des Spaltes wurden eine Natriumflamme und ein Geissler'sches Wasserstoffquecksilberrohr benutzt. Durch ein Linsensystem wurden die aus der horizontalen Durchsicht des Rohres austretenden Strahlen zu einem kreisförmigen Bild auf dem Spalt vereinigt. Um die Spectralbilder und das Reflexbild des Spaltes gleichzeitig hell und deutlich zu machen, bedarf es einer gleichmässigen Beleuchtung der beiden Flächen II und III des Prismas. Dieses Ziel wird am leichtesten erreicht dadurch, dass man zuerst von der Objectivseite des Fernrohres aus einiger Entfernung in dasselbe hineinschaut und darauf achtet, dass das Objectiv gleichmässig beleuchtet ist. Während der eigentlichen Beobachtung überzeugt man sich am besten in der Weise von der richtigen Beleuchtung der beiden Prismenhälften, dass man mit Hülfe einer Lupe das vor dem Ocular (im Augenpunkt des Fernrohres) befindliche reelle Bild des Prismas betrachtet.

Das Fernrohr wurde zunächst so eingestellt, dass weder die verschiedenen Spectrallinien noch die Marke irgend eine Paralaxe gegen den Faden zeigten. Der grosse Kupfermantel wurde hierauf bis zur Auflage gesenkt und durch sehr geringe Verstellung desselben wurden die Reflexbilder des Spaltes beseitigt, welche von den zwei in dem Beobachtungsrohr  $r$  befindlichen Glasplatten herrühren.

Um den Kupfermantel vollkommen centrisch zur Axe zu stellen, wurde ein dünnwandiges Hilfsrohr von oben in das Umhüllungsrohr hineingeschoben und der Kupfermantel so justirt, dass bei Umdrehung des Prismas die Axe vollständig frei blieb. Das Hilfsrohr wurde dann herausgezogen und der Conus mit dem Thermometer hineingesetzt. Der so vorgerichtete Apparat blieb dann in den meisten Fällen über



Nacht stehen, um die gleiche Temperatur für Prisma und Kupfermantel zu erreichen. Am anderen Tag wurden Thermometer und Barometer abgelesen und die erstmalige Durchmessung des Spectrums vorgenommen.

18. Die mikrometrische Messung der Abstände der vier Spectrallinien von der Marke erfolgte stets in fünf unabhängigen Versuchsreihen, bei welchen die Mikrometerschraube abwechselnd in der einen und dann in der anderen Richtung gedreht wurde. Gleichzeitig kam jedesmal eine etwas andere Stelle des Gewindes zum Gebrauch. Aus jeder Reihe wurden dann die für die betreffenden Linien zugehörigen Abstände gebildet und die sämmtlichen Werthe durch Ziehen des Mittels vereinigt.

Nach einer solchen Messung des Spectrums bei Zimmertemperatur wurden die Klappen vor dem Fernrohr geschlossen, der Wasserdurchfluss in Thätigkeit gesetzt und die Bunsenbrenner angezündet. Die Erwärmung von Zimmertemperatur bis 100° dauerte eine halbe Stunde; darnach wurden die Brenner, ausser einem einzigen sehr schwach brennenden, ausgelöscht und die Schornsteine durch den drehbaren Ring *D* geschlossen. Es hatte sich herausgestellt, dass, wenn die gleiche Temperatur beibehalten wurde, das Prisma erst nach ein oder anderthalb Stunden die gleiche Temperatur mit der Umgebung angenommen haben konnte, weil erst dann die Spectrallinien ihre Lage gegen die Marke nicht mehr änderten. Diese Beständigkeit der Temperatur der Prismas ist aber durchaus nothwendig, und so wurde die Durchmessung des Spectrums erst nach dem Verlauf von  $1-1\frac{1}{2}$  Stunden vorgenommen.

19. Die Temperaturregulirung geschah durch den vorhin erwähnten drehbaren Ring und einen vierfachen justirbaren Bunsenbrenner, welcher sehr gut functionirte. Nach einigen Versuchen war es möglich, bei allen den untersuchten Temperaturen den Brenner und den Ring so zu stellen, dass die Temperatur innerhalb zwei bis drei Zehntel Grad constant blieb. Nachdem der Apparat bis zu der höchsten Temperatur erwärmt worden war, wurde er die Nacht über sich selbst zur Abkühlung überlassen und am nächsten Morgen wurde die Messung des Spectrums bei Zimmertemperatur, d. h. nach



vollkommener Abkühlung, nochmals vorgenommen, um irgend eine durch Erwärmung hervorbrachte Aenderung des Prismas zu constatiren.

#### Constanten des Apparates und Beispiel einer Versuchsreihe.

20. Um die Mikrometerconstante zu ermitteln, wurde das Spectrum von Prisma O. 211, welches eine sehr kleine Temperaturwirkung zeigt, benutzt. Aus vier Versuchsreihen, jede von fünfzig Messungen des Abstandes der *F*- und *C*- bez. *Hg*-Grünlinie, welche früher mit dem Abbe'schen Spectrometer sehr genau ermittelt waren, ergab sich für eine Umdrehung der Mikrometerschraube der Werth von 411,95 Secunden, gültig für ungefähr 25 Umdrehungen. Die Trommel ist in 100 Theile getheilt; ein Trommeltheil ist also gleich 4,119 Secunden.

21. Als Beispiel einer Versuchsreihe nehmen wir folgende Messungen. Abstände und Verschiebungen in der Richtung nach dem Blau werden positiv genommen.

Glas S 163.

Brechungswinkel des Prismas  $\varphi = 22^\circ 2' 30,4''$

Einfallswinkel für *D*  $a_1 = 45^\circ 11' 14,7''$

Die Marke liegt zwischen *F* und *G*".  $N_D = 1,89035$

$b = 755$  mm.

#### Versuchsreihe 1.

$t = 20^\circ$  C.

#### Angaben der Trommeltheile.

<i>C</i>	1097,7	1070,7	1180,9	782,4	872,9
<i>D</i>	1390,7	1364,8	1475,5	1077,8	1167,0
<i>F</i>	2167,6	2141,2	2251,9	1853,1	1943,1
Marke	2828,4	2801,8	2912,5	2514,0	2603,9
<i>G</i> "	2845,2	2818,8	2928,9	2580,7	2620,8

woraus man für den Abstand der verschiedenen Spectrallinien von der Marke erhält:

	Mittel					w. Fehler	
<i>C</i>	-1780,7	1,1	1,6	1,6	1,0	-1781,20	$\pm 0,11 = 0,45''$
<i>D</i>	-1487,7	7,2	7,0	6,2	6,9	-1487,00	$\pm 0,16 = 0,65$
<i>F</i>	-660,8	0,6	0,6	0,9	0,8	-660,74	$\pm 0,04 = 0,16$
<i>G</i> "	16,8	7,0	6,4	6,9	6,9	16,78	$\pm 0,06 = 0,25$

Aus diesen Zahlen ermittelt man den Abstand im Winkelmaass ( $\beta$ ) der Spectrallinien von der  $D$ -Linie und leitet durch Gleichung (II) folgende Werthe für  $N - N_D$  ab.

Berechnete Werthe.

Spectralbezirk	$\beta$		$N - N_D$
	in Trommeltheilung	im Winkelmaass	
$C - D$	- 294,2	- 20' 11,9"	- 0,01106
$F - D$	776,3	53 17,9	0,02888
$G'' - D$	1453,8	1° 39 49	0,05372

Für die optischen Constanten dieses Glases, welche von den hier angegebenen Werthen abzuleiten sind, sowie für die übrigen untersuchten Körper vgl. Tabelle II.

Versuchsreihe 2.

$$t = 101^\circ.$$

Abstand der Spectrallinien von der Marke.

	Mittel					w. Fehler	
$C$	— 1703,7	4,4	4,6	4,5	4,3	1704,3	$\pm 0,08 = 0,33''$
$D$	— 1406,0	6,4	6,5	6,6	6,7	1406,44	$\pm 0,08 = 0,33$
$F$	— 619,5	9,2	8,9	9,3	9,2	619,24	$\pm 0,07 = 0,29$
$G''$	68,1	8,4	8,4	7,8	8,9	68,1	$\pm 0,07 = 0,29$

Aus den oben gegebenen Werthen rechnet man die durch Temperaturwirkung verursachten Verschiebungen (positiv genommen in der Richtung nach dem Blau) und dann nach Gleichungen (III) und (IV) die Aenderung der relativen Brechungsindices  $N_2 - N_1$ , für das ganze Temperaturintervall ( $t_2 - t_1$ ), und die für  $1^\circ \text{ C. } \Delta N$ . Schliesslich erhält man durch Formel (VIII), mittels der in Tabelle I angegebenen entsprechenden Correctionen die Aenderung des absoluten Brechungsindex pro  $1^\circ \text{ C. } \Delta \mathfrak{N}$ . Die ausgerechneten Werthe sind:

$$\left. \begin{array}{l} t_2 = 101^\circ \\ t_1 = 20^\circ \end{array} \right\} t_m = 60,5^\circ.$$

Linie	Verschiebung $\delta_1$	$N_2 - N_1$	$\Delta N$	$\Delta \mathfrak{N}$
$C$	26,9 = 1' - 50,8"	0,0010 152	1,253	1,119
$D$	30,6 = 2 - 6	0,0011 450	1,413	1,278
$F$	41,5 = 2 - 50,9	0,0015 306	1,889	1,752
$G''$	51,3 = 3 - 31,3	0,0018 685	2,300	2,161

## Versuchsreihe 3.

## Berechnete Werthe.

$$b = 755 \text{ mm} \quad \left. \begin{array}{l} t_3 = 150^\circ \\ t_2 = 101 \end{array} \right\} t_m = 125,5^\circ.$$

Linie	$\delta_i$	$\sum_{i=1}^{n-2} \delta$	$N_s - N_i$	$\Delta N$	$\Delta R$
C	17,8 = 1' - 18,3''	26,9 = 1' - 50,8''	0,0006 711	1,869	1,275
D	20,1 = 1 - 22,8	30,6 = 2 - 6,0	0,0007 531	1,537	1,442
F	27,3 = 1 - 52,5	41,5 = 2 - 50,9	0,0010 070	2,055	1,959
G''	34,7 = 2 - 23,3	51,3 = 3 - 31,3	0,0012 612	2,574	2,477

Die übrigen Werthe folgen ohne weitere Bemerkung.

## Versuchsreihe 4.

## Berechnete Werthe.

$$b = 755 \text{ mm} \quad \left. \begin{array}{l} t_4 = 205^\circ \\ t_3 = 150 \end{array} \right\} t_m = 177,5^\circ.$$

Linie	$\delta_i$	$\sum_{i=1}^{n-2} \delta$	$N_s - N_i$	$\Delta N$	$\Delta R$
C	21,2 = 1' - 27,3''	3' - 4,1''	0,0007 986	1,452	1,379
D	24,5 = 1 - 40,9	3 - 28,3	0,0009 175	1,668	1,594
F	32,2 = 2 - 12,6	4 - 43,4	0,0011 956	2,178	2,098
G''	40,8 = 2 - 48,1	5 - 54,6	0,0014 815	2,693	2,617

## Versuchsreihe 5.

## Berechnete Werthe.

$$b = 755 \text{ mm} \quad \left. \begin{array}{l} t_5 = 296^\circ \\ t_4 = 205 \end{array} \right\} t_m = 250,5^\circ.$$

Linie	$\delta_i$	$\sum_{i=1}^{n-2} \delta$	$N_s - N_i$	$\Delta N$	$\Delta R$
C	39,4 = 2' - 42,3''	4' - 31,4''	0,0014 853	1,632	1,577
D	44,7 = 3 - 4,1	5 - 9,7	0,0016 723	1,838	1,783
F	60,6 = 4' - 9,7	6 - 56,0	0,0022 315	2,452	2,396
G''	76,5 = 5' - 15,2	8 - 42,7	0,0027 745	3,048	2,992

Versuchsreihe 6.<sup>1)</sup>

Berechnete Werthe.

$$b = 755 \text{ mm} \quad \left. \begin{array}{l} t_0 = 364^\circ \\ t_2 = 296 \end{array} \right\} t_m = 330^\circ.$$

Linie	$\delta_0$	$\sum_{i=1}^{n-2} \delta$	$N_0 - N_2$	$\Delta N$	$\Delta \mathfrak{N}$
C	33,4 = 2' - 17,7''	7' - 13,9''	0,0012 577	1,849	1,808
D	37,6 = 2 - 34,9	8 - 13,8	0,0014 060	2,068	2,027
F	51,7 = 3 - 33,0	11 - 5,7	0,0019 010	2,795	2,758
G''	—	—	—	—	—

Versuchsreihe 7.

Nach der Erwärmung  $t = 19,4^\circ$ ,  $b = 753 \text{ mm}$ .

Abstand der Spectrallinien von der Marke.

Mittel vor  
Erwärmung

Mittel

$t = 20^\circ \text{ C.}$

C	— 1731,0	30,5	31,0	30,8	30,4	— 1730,74	— 1731,2
D	— 1437,6	37,5	37,5	37,7	37,2	— 1437,50	— 1437,0
F	— 660,3	61,0	60,5	60,7	60,9	— 660,28	— 660,7
G''	16,5	16,3	16,5	16,3	16,9	16,70	16,78

Optische Constanten der untersuchten Körper.

22. Es wurden sieben verschiedene Glassorten von mir untersucht, ferner Kalkspath, Quarz und Flussspath. In der Tabelle II befindet sich eine Zusammenstellung der optischen Constanten, Brechung und Dispersion der verschiedenen untersuchten Körper, wie sie sich aus meinen Messungen ergeben. Diese Werthe nach der bekannten Abbe'schen Anordnung geben den Brechungsindex für die *D*-Linie und zur Kennzeichnung der Dispersion die Differenzen der Brechungsindices für die Intervalle *C*—*F*, *C*—*D*, *D*—*F* und *F*—*G''*. Durch die mittlere Dispersion, dem Intervalle *C*—*F* entsprechend, und den Brechungsindex für die *D*-Linie, wird gebildet der Ausdruck für die sogenannte relative Dispersion

$$\frac{1}{\nu} = \frac{N_F - N_C}{N_D - 1}.$$

1) Bei der Temperatur 364° wurde die G''-Linie vollständig absorhirt.

Tabelle II.

Object	$N_D$	Mittlere Dispersion $C - F$	$\nu =$ $\frac{N_D - 1}{N_F - N_C}$	Partielle Dispersion		
				$C - D$	$D - F$	$F - G''$
<i>S.</i> 57	1,96249	0,04885	19,7	0,01339 0,274	0,03546 0,736	0,03092 0,693
<i>S.</i> 163	1,89035	0,03994	22,3	0,01106 0,277	0,02888 0,723	0,02484 0,622
<i>O.</i> 165	1,75453	0,02743	27,5	0,00768 0,230	0,01975 0,720	0,01646 0,600
<i>O.</i> 154	1,57090	0,01926	43,0	0,00382 0,288	0,00944 0,712	0,00755 0,576
<i>O.</i> 526	1,57171	0,01136	50,4	0,00332 0,292	0,00804 0,709	0,00630 0,555
<i>O.</i> 211	1,57270	0,00903	57,6	0,00295 0,297	0,00698 0,708	0,00552 0,555
<i>O.</i> 1299	1,60987	0,01056	57,4	0,00309 0,292	0,00747 0,707	0,00575 0,544
<b>Kalkspath</b> Ord. Strahl	1,65844	0,01386	49,2	0,00396 0,296	0,00940 0,708	0,00752 0,563
<b>Kalkspath</b> Extraord. Strahl	1,48666	0,00597	81,5	0,00176 0,295	0,00421 0,705	0,00344 0,576
<b>Quarz</b> Extraord. Strahl	1,55325	0,00802	68,9	0,00243 0,303	0,00559 0,687	0,00425 0,530
<b>Quarz</b> Ord. Strahl	1,54421	0,00776	70,1	0,00236 0,304	0,00540 0,696	0,00413 0,532
<b>Flusspath</b>	1,43880	0,00453	96,1	0,00135 0,298	0,00318 0,702	0,00239 0,528

Man findet in der mit  $\nu$  bezeichneten Columnne der Tabelle die reciproken Werthe dieser Grösse, welche für den optischen Charakter des Glases maassgebend sind. Die mit partieller Dispersion bezeichneten Werthe für die Intervalle  $C - D$ ,  $D - F$ ,  $F - G''$ , zeigen den Verlauf der Dispersion für die verschiedenen Theile des Spectrums.

Das Verhältniss der Differenz der Brechungsindices zwischen den hintereinander folgenden Spectrallinien zu der mittleren Dispersion wird in den drei Spalten  $C - D$ ,  $D - F$ ,  $F - G''$ , in kleineren Ziffern angegeben. Diese Quotienten sind maassgebend für die in den verschiedenen Spectralbezirken vorhandene partielle Dispersion, und eine Zunahme dieser Zahlen bedeutet

immer eine relative Ausdehnung des entsprechenden Theils des Spectrums. Die Brechungsindices für die *D*-Linie sind hier für  $t = 20^\circ \text{ C.}$  reducirt angegeben.

## II. Theil.

### Beobachtungsergebnisse.

23. Die Resultate der Messungen bei verschiedenen Temperaturen finden sich in den folgenden Tabellen. An erster

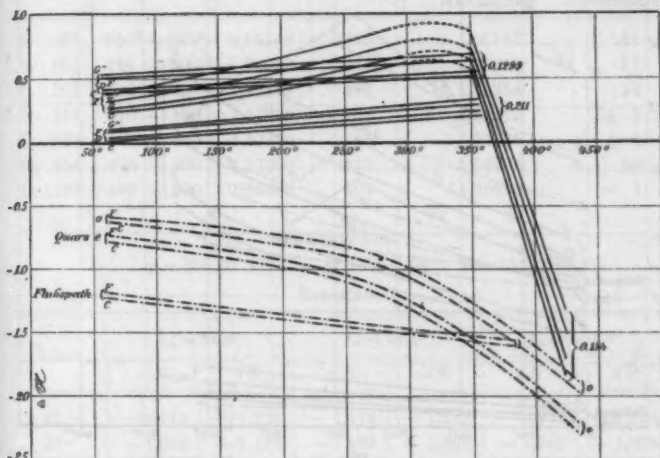


Fig. 4.

Stelle sind die Resultate an Flussspath, Quarz und Kalkspath mitgetheilt und später die an den verschiedenen Glasarten. Besondere Eigenthümlichkeiten werden an Ort und Stelle erwähnt und für die sämtlichen untersuchten Körper geben die Curven (Fig. 4 u. 5) einen anschaulichen Ueberblick.

Der Freundlichkeit des Hrn. Schott verdanke ich die in Tabelle III angegebenen Schmelztemperaturen der verschiedenen von mir untersuchten Gläser. Diese Zahlen muss man jedoch nur als Näherungswerthe betrachten. In den drei Fällen, welche durch Ausrufungszeichen markirt sind, sind die Erweichungtemperaturen nach der Methode des Verschwindens

von Spannungen ermittelt worden.<sup>1)</sup> Bei allen Gläsern liegt aber diese Erweichungstemperatur weit unterhalb derjenigen Temperatur, bei welcher eine sichtbare Beweglichkeit des Glases stattfindet. Wenn nun, wie wahrscheinlich ist, die Molecularstructur des Glases sich zu ändern anfängt, sobald der Erweichungspunkt erreicht wird, so werden die Gläser bezüglich des Brechungsvermögens und der Dispersion schon bei der Erweichungstemperatur eine Eigenthümlichkeit in ihrem optischen Verhalten erwarten lassen.

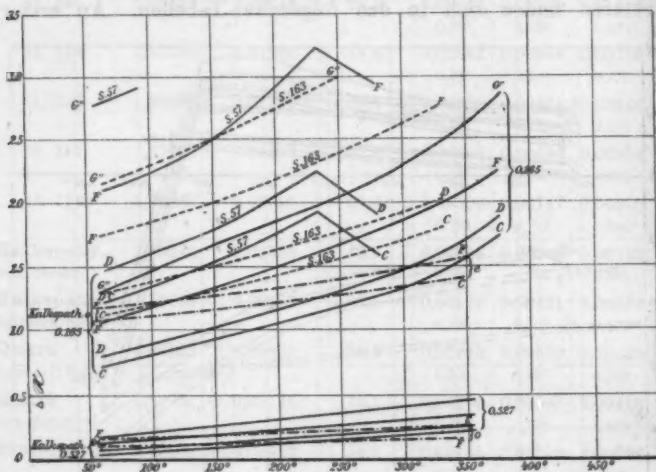


Fig. 5.

In der Tabelle sind die Werthe von  $N_D$  vor und nach der Erwärmung, sowie die höchsten erreichten Temperaturen eingefügt. Man sieht aus den Werthen  $N_D - N_D'$ , dass bei den drei Gläsern O. 211, O. 1299 und O. 527, deren Schmelztemperaturen relativ hoch liegen, durch die erlittene Erwärmung keine nachweisbare Aenderung von  $N_D$  eingetreten ist. Die zwei Gläser S. 57 und O. 154 dagegen zeigen eine starke Abnahme des Werthes von  $N_D$ , welche wahrscheinlich mit der Umkehrung der Curve von  $\Delta n$  zusammenhängt. Kleinere Aenderungen derselben Art zeigen die übrigen drei Gläser

1) O. Schott, Zeitschr. f. Instrumentenk. p. 330. 1891.



O. 1805, O. 165 und S. 163. Bei den letzten zwei muss der Schmelzpunkt sehr viel höher liegen, weil, wie man sieht, die angegebene Schmelztemperatur weit überschritten worden ist, ohne dass die Form des Prismas irgend eine Aenderung zeigte.

Tabelle III.

Bezeichnung	Angenäherte Schmelzpunkte	$N_D$ vor Erwärmung	Höchste Versuchstemperatur	$N'_D$ nach der Erwärmung und relativ raschen Abkühlung	$N_D - N'_D$ in Einheiten der 5. Decimale
S. 57	250° — 300°	1,96243	299°	1,96162	81
S. 163	250 — 300 ?	1,89033	364	1,89016	17
O. 165	300 — 330	1,75448	408	1,75434	14
O. 211	470 — 490!	1,57270	406	1,57270	± 0
O. 527	410 — 450	1,57170	406	1,57170	± 0
O. 154	380 — 400	1,57089	452	1,56996	93
O. 1299	490 — 500!	1,60982	404	1,20983	— 1

Flusspath.

$$\varphi = 25^\circ 20' 47''. \quad \alpha_1 = 37^\circ 51' 54''. \quad b = 757.$$

Resultate.

Linie	$t_m = 58,8^\circ$		$t_m = 66,9^\circ$		$t_m = 152,9^\circ$	
	$\Delta N$	$\Delta \mathfrak{N}$	$\Delta N$	$\Delta \mathfrak{N}$	$\Delta N$	$\Delta \mathfrak{N}$
C	— 1,111	— 1,215	— 1,114	— 1,218	— 1,271	— 1,334
D	— 1,092	— 1,196	— 1,103	— 1,202	— 1,263	— 1,226
F	— 1,067	— 1,171	— 1,083	— 1,182	— 1,224	— 1,387
G''	— 1,057	— 1,161	— 1,074	— 1,178	— 1,215	— 1,278

Resultate.

Linie	$t_m = 233^\circ$		$t_m = 277,5^\circ$		$t_m = 326,5^\circ$		$t_m = 385^\circ$	
	$\Delta N$	$\Delta \mathfrak{N}$	$\Delta N$	$\Delta \mathfrak{N}$	$\Delta N$	$\Delta \mathfrak{N}$	$\Delta N$	$\Delta \mathfrak{N}$
C	— 1,332	— 1,377	— 1,443	— 1,481	— 1,508	— 1,540	— 1,604	— 1,625
D	— 1,318	— 1,363	— 1,432	— 1,470	— 1,493	— 1,525	— 1,584	— 1,605
F	— 1,281	— 1,326	— 1,387	— 1,425	— 1,456	— 1,488	— 1,535	— 1,556
G''	— 1,267	— 1,313	— 1,376	— 1,416	— 1,443	— 1,475	— 1,521	— 1,542

24. Die Tabelle für Flusspath zeigt eine regelmässige Veränderung von  $\Delta \mathfrak{N}$ , und zwar eine geringe Zunahme des

absoluten Werthes mit steigender Temperatur, ebenso wie es früher bei Quarz gefunden worden ist. Ferner sieht man aus den für  $C$  und  $F$  angegebenen Abständen bei Zimmer-temperatur und bei  $412^\circ$ , dass die Vergrößerung des Spectrums, das heisst die Steigerung der Dispersion, nur 5,2 Trommeltheile oder 21,4" für das ganze Temperaturintervall beträgt. Aus den entsprechenden Curven (Fig. 4) ist der regelmässige geradlinige Verlauf von  $\Delta R$  deutlich ersichtlich.

Zur Erklärung der sämtlichen angegebenen Curven sei bemerkt, dass als Abscissen die mittleren Temperaturen  $t_m$ , als Ordinaten die Werthe  $\Delta R$  aufgetragen worden sind.

## Quarz.

$$\varphi = 29^\circ 58' 35''. \quad \alpha_{10} = 50^\circ 29' 33''. \quad \alpha_{1e} = 50^\circ 54' 5''. \quad b = 748.$$

Ord. Strahl, senkrecht zur opt. Axe.

## Resultate.

Linie	$t_m = 61,2^\circ$		$t_m = 125,2^\circ$		$t_m = 177^\circ$	
	$\Delta N$	$\Delta R$	$\Delta N$	$\Delta R$	$\Delta N$	$\Delta R$
$C$	-0,506	-0,615	-0,614	-0,691	-0,711	-0,771
$D$	-0,498	-0,607	-0,596	-0,673	-0,700	-0,760
$F$	-0,463	-0,572	-0,550	-0,627	-0,632	-0,692
$G''$	-0,451	-0,561	-0,533	-0,610	-0,620	-0,680

## Resultate.

Linie	$t_m = 227,5^\circ$		$t_m = 275^\circ$		$t_m = 328^\circ$		$t_m = 385^\circ$	
	$\Delta N$	$\Delta R$	$\Delta N$	$\Delta R$	$\Delta N$	$\Delta R$	$\Delta N$	$\Delta R$
$C$	-0,806	-0,854	-0,926	-0,967	-1,165	-1,199	-1,551	-1,585
$D$	-0,794	-0,842	-0,908	-0,949	-1,150	-1,184	-1,540	-1,568
$F$	-0,739	-0,788	-0,847	-0,888	-1,092	-1,126	-1,489	-1,517
$G''$	-0,722	-0,771	-0,823	-0,864	-1,073	-1,107	-1,463	-1,491

Linie	Verschbg. $\delta$ zwischen		$t_m = 435^\circ$	
	412—458°		$\Delta N$	$\Delta R$
$C$	-84,7	-2' 22,9"	-1,923	-1,952
$D$	-84,3	-2 21,3	-1,903	-1,927
$F$	-83,8	-2 17,1	-1,886	-1,860
$G''$	-82,8	-2 15,1	-1,802	-1,826

Quarz.

$$\varphi = 29^\circ 58' 35'', \quad \alpha_{10} = 50^\circ 29' 33'', \quad \alpha_{14} = 50^\circ 54' 5''.$$

Extraord. Strahl, senkrecht zur opt. Axe.

Resultate.

Linie	$t_m = 61,2^\circ$		$t_m = 125,2^\circ$		$t_m = 177,0^\circ$	
	$\Delta N$	$\Delta \mathfrak{R}$	$\Delta N$	$\Delta \mathfrak{R}$	$\Delta N$	$\Delta \mathfrak{R}$
C	-0,664	-0,773	-0,766	-0,843	-0,884	-0,944
D	-0,656	-0,766	-0,752	-0,829	-0,873	-0,933
F	-0,613	-0,723	-0,711	-0,789	-0,830	-0,890
G''	-0,597	-0,707	-0,693	-0,771	-0,812	-0,873

Resultate.

Linie	$t_m = 227,5^\circ$		$t_m = 275^\circ$		$t_m = 328^\circ$		$t_m = 385^\circ$	
	$\Delta N$	$\Delta \mathfrak{R}$	$\Delta N$	$\Delta \mathfrak{R}$	$\Delta N$	$\Delta \mathfrak{R}$	$\Delta N$	$\Delta \mathfrak{R}$
C	-0,981	-1,030	-1,150	-1,191	-1,398	-1,427	-1,831	-1,859
D	-0,963	-1,012	-1,137	-1,178	-1,385	-1,419	-1,812	-1,840
F	-0,928	-0,977	-1,092	-1,133	-1,341	-1,375	-1,760	-1,788
G''	-0,903	-0,952	-1,065	-1,106	-1,314	-1,348	-1,725	-1,753

Linie	Verschbg. $\delta$ zwischen		$t_m = 435^\circ$	
	412 — 458°		$\Delta N$	$\Delta \mathfrak{R}$
C	-40,8	-2' 48,1''	-2,251	-2,275
D	-40,5	-2 46,8	-2,229	-2,253
F	-39,6	-2 43,1	-2,167	-2,191
G''	-39,0	-2 40,7	-2,125	-2,149

25. Hier sieht man deutlich eine zuerst geringe, aber bei höheren Temperaturen sehr starke Abnahme des Brechungsvermögens, sowohl für den ordinären, als auch für den extraordinären Strahl, während die Dispersion allmählich aber stetig zunimmt. (Vgl. Fig. 4.)

## Kalkspath.

$$\varphi = 17^{\circ} 00' 54'', \quad \alpha_{1c} = 29^{\circ} 01' 53'', \quad \alpha_{1e} = 25^{\circ} 47' 05'', \quad b = 759.$$

Ord. Strahl, senkrecht zur Axe.

## Resultate.

Linie	$t_m = 57,1^{\circ}$		$t_m = 152,1^{\circ}$		$t_m = 248,5^{\circ}$		$t_m = 349^{\circ}$	
	$\Delta N$	$\Delta R$	$\Delta N$	$\Delta R$	$\Delta N$	$\Delta R$	$\Delta N$	$\Delta R$
C	0,188	0,071	0,170	0,100	0,169	0,120	0,186	0,152
D	0,195	0,078	0,170	0,100	0,181	0,132	0,202	0,168
F	0,252	0,134	0,230	0,159	0,250	0,201	0,270	0,236
G''	0,263	0,144	0,236	0,165	0,263	0,214	0,280	0,246

## Resultate.

Linie	$t_m = 57,1^{\circ}$		$t_m = 152,1^{\circ}$		$t_m = 248,5^{\circ}$		$t_m = 349^{\circ}$	
	$\Delta N$	$\Delta R$	$\Delta N$	$\Delta R$	$\Delta N$	$\Delta R$	$\Delta N$	$\Delta R$
C	1,167	1,062	1,216	1,153	1,319	1,275	1,443	1,413
D	1,199	1,094	1,248	1,185	1,357	1,313	1,465	1,435
F	1,285	1,179	1,336	1,273	1,348	1,404	1,591	1,560
G''	1,298	1,192	1,353	1,289	1,486	1,422	1,620	1,589

26. Die oben gegebenen Werthe zeigen für den extraordinären Strahl eine starke Zunahme der Brechungsexponenten, welche mit wachsender Temperatur langsam und regelmässig wächst. Der ordinäre Strahl nimmt in seinem Brechungsvermögen sehr wenig zu, aber auch hier wächst diese Zunahme mit der Temperatur, jedoch sind, wegen der sehr kleinen Werthe der Verschiebung  $\delta$  die relativen Beobachtungsfehler bedeutend grösser. Die Curven zeigen einen fast geradlinigen Verlauf der Aenderung von  $\Delta R$  für beide Strahlen. (Vgl. Fig. 5.)

Für die weiter untersuchten Gläser möge es genügen, die Werthe von  $\Delta R$  anzugeben, die in der folgenden Tab. IV gleichzeitig mit den schon mitgetheilten zusammengestellt sind.

27. Wie aus der Tabelle IV und den dazu gehörigen Curven ersichtlich, nehmen die drei Gläser O. 211, O. 527 und O. 1299 bei steigender Temperatur nur sehr langsam in ihrem Brechungsvermögen zu. Der Verlauf dieser Zunahme ist beinahe geradlinig, mit nur einer geringen Beschleunigung in dem Falle von O. 527 bei höheren Temperaturen. Die Zunahme der Dispersion ist gleichfalls äusserst gering, was mit der Theorie sehr gut im Einklang steht, da die Absorption

bei diesen Gläsern sehr klein ist. Dementsprechend bleiben auch bei höherer Temperatur die Spectrallinien hell und scharf. Der Schmelzpunkt für jedes dieser Gläser liegt beträchtlich höher als die höchste untersuchte Temperatur.

Tabelle IV.

Änderung der absoluten Brechungsindices  
pro 1° C. Temperaturerhöhung.

Benennung	Mittel- tem- peratur	C	D	F	G''
		in Einheiten der 5. Decimale			
S. 57	62,6°	1,218	1,472	2,110	2,800
Schwerstes Silicat- flint	156,2	1,579	1,809	2,536	—
	233,0	1,928	2,251	3,212	—
	281,0	1,591	1,911	2,918	—
	60,5	1,119	1,278	1,752	2,161
S. 163	125,5	1,275	1,442	1,959	2,477
Schwerstes Silicat- flint	177,5	1,379	1,594	2,098	2,617
	250,5	1,577	1,783	2,396	2,992
	330,0	1,808	2,027	2,753	—
	57,7	0,703	0,778	1,058	1,294
O. 165	126,0	0,916	1,051	1,302	1,668
	176,5	0,960	1,092	1,430	1,714
	231,0	1,127	1,287	1,632	1,993
	280,5	1,277	1,396	1,790	2,140
Schweres Silicat- flint	325,0	1,382	1,544	1,960	2,405
	379,0	1,758	1,904	2,263	2,893
	58,0	0,326	0,250	0,307	0,360
O. 154	149,6	0,324	0,362	0,456	0,548
Leichtes Silicat- flint	251,5	0,509	0,568	0,666	0,768
	351,5	0,577	0,639	0,751	0,870
	436,5	-1,861	-1,720	-1,504	-1,329
O. 527	56,5	0,014	0,045	0,107	0,150
	157,1	0,094	0,111	0,179	0,246
	261,5	0,144	0,167	0,249	0,355
	357,0	0,217	0,249	0,350	0,461
O. 211	61,2	0,024	0,035	0,092	0,099
	154,0	0,096	0,113	0,152	0,186
	259,0	0,156	0,174	0,223	0,258
	358,0	0,221	0,247	0,297	0,340
Schweres Baryum Silicatcrown					

Benennung	Mittel- tem- peratur	C	D	F	G''
		in Einheiten der 5. Decimale			
O. 1299	55,9°	0,394	0,410	0,504	0,528
	148,0	0,419	0,444	0,543	0,577
	251,0	0,455	0,489	0,603	0,629
	356,5	0,509	0,555	0,648	0,682
Quarz ord. Strahl, senkrecht zur Axe	61,2	-0,615	-0,607	-0,572	-0,561
	125,2	-0,691	-0,673	-0,627	-0,610
	177,0	-0,771	-0,760	-0,692	-0,680
	227,5	-0,854	-0,842	-0,788	-0,771
	275,0	-0,967	-0,949	-0,888	-0,864
	328,0	-1,199	-1,184	-1,126	-1,107
	385,0	-1,585	-1,568	-1,517	-1,491
	435,0	-1,952	-1,927	-1,860	-1,826
Quarz extraord. Strahl, senkrecht zur Axe	61,2	-0,773	-0,766	-0,723	-0,707
	125,2	-0,843	-0,829	-0,789	-0,771
	177,0	-0,944	-0,933	-0,890	-0,873
	227,5	-1,030	-1,012	-0,977	-0,952
	275,0	-1,191	-1,178	-1,132	-1,106
	328,0	-1,427	-1,419	-1,375	-1,348
	385,0	-1,859	-1,840	-1,788	-1,753
	435,0	-2,275	-2,253	-2,191	-2,149
Flusspath	58,8	-1,215	-1,196	-1,171	-1,161
	66,9	-1,213	-1,202	-1,182	-1,173
	152,9	-1,334	-1,326	-1,287	-1,278
	233,0	-1,377	-1,363	-1,326	-1,313
	277,5	-1,481	-1,470	-1,425	-1,416
	326,5	-1,540	-1,525	-1,488	-1,475
Kalkspath ord. Strahl, senkrecht zur Axe	385,0	-1,625	-1,605	-1,556	-1,542
	57,1	0,071	0,078	0,134	0,144
	152,1	0,100	0,100	0,159	0,165
	248,5	0,120	0,132	0,201	0,214
Kalkspath extraord. Strahl, senkrecht zur Axe	349,0	0,152	0,168	0,236	0,246
	57,1	1,062	1,094	1,179	1,192
	152,1	1,153	1,185	1,273	1,289
	248,5	1,275	1,313	1,404	1,422
	349,0	1,413	1,435	1,560	1,589

Die zwei Gläser O. 165 und S. 163 zeigen eine stark markirte und schnell steigende Zunahme sowohl des Brechungs-

vermögens als auch der Dispersion. Besonders ist dies der Fall mit S. 163, wo, wegen der erhöhten Absorption, die  $G''$ -Linie bei einer Temperatur von etwa über  $300^{\circ}$  verschwindet und die anderen Linien von ihrer Intensität sehr viel einbüßen.

Das Glas S. 57 zeichnet sich aus durch eine grosse Zunahme des Brechungsvermögens und eine mächtige Steigerung der Dispersion, namentlich im Blau und Ultrablau. Auch hier tritt die Absorption so stark hervor, dass die  $G''$ -Linie zwischen  $100^{\circ}$  und  $120^{\circ}$  vollständig verschwindet. Das Anwachsen des Brechungsvermögens aber erreicht ein Maximum zwischen  $200^{\circ}$  und  $250^{\circ}$ ; die Werthe von  $\Delta n$  für die mittlere Temperatur  $281^{\circ}$  sind schon erheblich kleiner als diejenigen für  $233^{\circ}$ . Es sei darauf hingewiesen, dass der taxirte Schmelzpunkt etwa zwischen  $250^{\circ}$  und  $300^{\circ}$  liegt, und dies kann als eine Erklärung für das Verhalten des Brechungsindex bei diesen Temperaturen angesehen werden. Die Dispersion aber leidet keine Umkehrung, sie nimmt trotz der Abnahme des Brechungsindex weiter zu. (Vergl. Fig. 5.)

Bei dem Glas O. 154 finden wir eine beträchtliche Steigerung in den Werthen des  $\Delta n$ , welche zwischen den mittleren Temperaturen  $250^{\circ}$  und  $355^{\circ}$  ein Maximum erreichen. In dem letzten Intervalle kehrt sich die Verschiebung um, indem die Linien jetzt in der Richtung nach dem rothen Ende des Spectrums zu fortrücken. Für dieses Temperaturintervall nimmt daher  $\Delta n$  einen negativen Werth an und zwar, absolut betrachtet, einen viel grösseren als vorher. Daraus geht hervor, dass für irgend ein bestimmtes Temperatur-Intervall zwischen  $300^{\circ}$  und  $400^{\circ}$  der Brechungsindex constant bleibt und darnach schnell abnimmt. (Fig. 4.)

Die Dispersion steigt auch hier trotz der verminderten Brechung fortwährend. Hier liegt der taxirte Schmelzpunkt zwischen den Temperaturen  $380^{\circ}$  und  $400^{\circ}$ . Die Umkehrung in der Curve für  $\Delta n$  habe ich nur bei den beiden letzten Gläsern beobachtet, wahrscheinlich weil wegen des Verschwindens der Silberschicht und der damit verbundenen Erschwerung der Beobachtung der Erwärmungsprocess unterbrochen wurde, bevor die wahrscheinliche Erweichungstemperatur erreicht war.

Ich beabsichtige, die Beobachtungen weiter fortzusetzen und die betreffenden Erscheinungen genauer zu studiren.



## III. Theil.

## Discussion der Resultate.

## Die Genauigkeitsgrenze der Resultate.

28. Wegen der grossen Verschiedenheit in der Temperaturwirkung auf das Brechungsvermögen der untersuchten Körper wird eine scharfe Ermittlung der Genauigkeitsgrenzen beträchtlich erschwert. Bei einer Substanz, welche einen sehr grossen Werth von  $\Delta N$  besitzt, wird der Einfluss eines Fehlers in der Temperaturablesung für ein Intervall, beispielsweise von  $50^\circ$ , relativ sehr gross, während der Fehler in der Bestimmung von  $\delta$  einen sehr kleinen Einfluss ausübt. Umgekehrt wird bei sehr kleinen Werthen von  $\Delta N$  und einem Temperaturintervall von etwa  $100^\circ$  die Wirkung eines Fehlers in der Temperaturbestimmung verschwindend klein und die des Fehlers von  $\delta$  relativ sehr gross. Wir wollen versuchen, diejenige Zahl zu finden, über welche die Unsicherheit der hier mitgetheilten Werthe von  $\Delta N$  nicht hinausgeht.

Zu diesem Zweck wurden früher die wahrscheinlichen Fehler für die hintereinander folgenden Messungen des Abstandes der Spectrallinien von der Marke ausgerechnet. Aus diesem Werthe sieht man, dass in dem ausgewählten Beispiel der mittlere wahrscheinliche Fehler für die  $F$ -Linie  $\pm 0,06$  eines Trommeltheiles, also  $\pm 0,25''$  beträgt. Für die  $D$ -Linie ist der Werth, entweder wegen der nicht vollkommenen Homogenität des Lichtes, oder wegen der breiteren Lichtquelle und der damit verbundenen Mitwirkung anderer Theile des Prismas, beträchtlich grösser, wie auch Pulfrich gefunden hat, nämlich  $\pm 0,16$  Trommeltheil =  $0,65''$ . Wir finden also den mittleren Fehler für  $F \pm 0,35''$  und für  $D \pm 0,92''$ . Rechnet man hieraus für Glas  $S 163$  im Temperaturintervalle  $20-101^\circ$  die durch den mittleren Fehler in  $\delta_1$  bewirkten Fehler in  $\Delta N$ , so findet man für die

$$D\text{-Linie: } F_\delta = \pm 0,0103 \cdot 10^{-5}$$

und für die

$$F\text{-Linie: } F_\delta = \pm 0,0044 \cdot 10^{-5}.$$

Die Ablesungen der Temperatur geschehen bei den Thermometern I und II mit einer Genauigkeit von  $0,1^\circ$ . Der mittlere in  $\Delta t = t_2 - t_1$  verursachte Fehler ist daher  $\pm 0,14^\circ$ . Dieser

bewirkt für ein Temperaturintervall von  $100^{\circ}$  im  $\Delta N$  einen mittleren Fehler von rund  $\pm 0,14$  Proc. des Werthes von  $\Delta N$ ; also rund zwei Einheiten in der 8. Decimale. Berechnet man nun den gesammten Einfluss der Beobachtungsfehler auf das Resultat durch Anwendung der Formel

$$F = \pm \sqrt{F_2^2 + F_1^2},$$

so erhält man für Thermometer I und II und ein Temperaturintervall von  $1^{\circ}$  C. für die

$$D\text{-Linie } \pm 0,0104 \cdot 10^{-5},$$

$$F\text{-Linie } \pm 0,0048 \cdot 10^{-5}.$$

Für Thermometer III beträgt der Ablesungsfehler in der Temperatur  $\pm 0,3^{\circ}$ , dies verursacht für das zu bestimmende Temperaturintervall  $\Delta t = t_2 - t_1$  einen mittleren Fehler von  $\pm 0,42^{\circ}$ , also für ein Temperaturintervall von  $50^{\circ}$ , in  $\Delta N$  einen mittleren Fehler von 0,8 Proc. des Werthes von  $\Delta N$ , also  $0,022 \cdot 10^{-5}$ . Für den gesammten Einfluss der beiden Fehlerquellen auf das Resultat findet man nach obiger Formel für die

$$D\text{-Linie } \pm 0,024 \cdot 10^{-5},$$

$$F\text{-Linie } \pm 0,022 \cdot 10^{-5}.$$

Dieser Werth kann wohl als untere Grenze der Genauigkeit betrachtet werden, weil wir hier den ungünstigsten Fall, nämlich Thermometer III, ein Temperaturintervall von  $50^{\circ}$  und einen sehr grossen Werth von  $\Delta N$  angenommen haben. In den meisten Fällen kann man annehmen, dass die Unsicherheit der Werthe von  $\Delta N$  nicht über  $\pm 0,008 \cdot 10^{-5}$  hinausgeht.

Die hier angegebenen Resultate sind Ergebnisse der directen Beobachtung. Eine Ausgleichung mittels der Methode der kleinsten Quadrate behalte ich für eine spätere Gelegenheit vor.

#### Vergleich mit den Resultaten anderer Beobachter.

29. Wegen der Verschiedenheit der Methoden und da bei dem einen oder anderen Beobachter Angaben über manche Einzelheiten fehlen, können die von anderen Beobachtern gefundenen Werthe nicht direct mit den von mir gefundenen verglichen werden.

Soweit, wie es möglich war, habe ich von den mir bekannt gewordenen Resultaten die einigermaassen vergleichbaren in folgenden Tabellen zusammengestellt. Die folgenden Tabellen geben die Werthe von  $\Delta n$  für die angeführten mittleren Temperaturen und die entsprechende Linie an.

Flusspath.  
Werthe von  $\Delta n$ .

Beobachter	$t_m$	$C$	$D$	$F$
Stefan	57,8°	— 1,24	— 1,23	— 1,24
Pulfrich	60,5	— 1,220	— 1,206	— 1,170
Reed	58,8	— 1,216	— 1,196	— 1,171
	66,9	— 1,213	— 1,202	— 1,182
Baillé			— 1,20	
Dufet	27,0		— 1,34	

Quarz.  
Ord.                      Werthe von  $\Delta n$ .                      Extraord.

Beobachter	$C_o$	$D_o$	$F_o$	$t_m$	$C_e$	$D_e$	$F_e$
Fizeau <sup>1)</sup>		— 0,600		30°		— 0,714	
Dufet <sup>2)</sup>		— 0,628		60		— 0,744	
Pulfrich	— 0,649	— 0,638	— 0,599	59,6	— 0,761	— 0,754	— 0,715
Reed	— 0,615	— 0,615	— 0,572	61,2	— 0,773	— 0,766	— 0,723

Die vorstehende Tabelle zeigt, dass die von mir gefundenen Resultate für Quarz um drei Einheiten in der siebenten Decimale für den ordinären Strahl von denen Pulfrich's abwichen, jedoch innerhalb der zulässigen Fehlergrenze bleiben.

Neuerdings hat Reimerdes<sup>3)</sup> nach der Fizeau'schen Methode eine Untersuchung über die Ausdehnung des Quarzes bis zu 220° durchgeführt und dabei die Aenderung des Brechungsvermögens für den ordinären Strahl festgestellt. Er

1) Die von Fizeau und Dufet hier angeführten Werthe sind mit der Interferenzmethode gewonnen; ferner die zwei Werthe angeblich von Fizeau sind von Dufet unter Annahme der von Benoît gefundenen Werthe der Ausdehnungskoeffizienten des Quarzes berechnet.

2) Dufet, l. c. Nach seiner angegebenen Formel

$$\Delta n_e = - (0,625 + 0,00005 t), \text{ bez. } = - (0,722 + 0,00037 t)$$

ausgerechnet.

3) Reimerdes, Inaugural-Dissertation, Jena 1896.

erhielt aus seinen Beobachtungen folgende Formel, gültig für die Hg-Grünlinie  $\lambda = 0,5461$ ;

$$\Delta R = -10^{-5} (0,5882 - 0,000\,272\,t + 0,000\,005\,327\,t^2).$$

Die folgende Tabelle zeigt die von mir gefundenen Werthe von  $\Delta R$  für  $D_0$  und  $F_0$  und dazwischen sind eingeschaltet die für die entsprechenden Temperaturen nach der obigen Formel ausgerechneten Werthe der Hg-Grünlinie.

$t_m$	$D_0$	Hg-Grün.	$F_0$
61,2°	— 0,607	— 0,591	— 0,572
125,2	— 0,673	— 0,637	— 0,627
177,0	— 0,760	— 0,707	— 0,692
227,5	— 0,842	— 0,803	— 0,788
275,0	— 0,949	— 0,910	— 0,888
328,0	— 1,184	— 1,062	— 1,126
385,0	— 1,568	— 1,291	— 1,517
435,0	— 1,927	— 1,585	— 1,860

Ein Blick auf die Tabelle zeigt, dass die nach der Formel von Reimerdes für die Hg-Grünlinie berechneten Werthe bis zu 275° gleichmässig zwischen den für  $D_0$ - und  $F$ -Linie vom Verfasser gefundenen Werthen stehen und beweist somit die Anwendbarkeit dieser Formel bis zu dieser Temperaturhöhe. Nach den hier mitgetheilten Beobachtungen wird durch Einfügung einer weiteren Potenz von  $t$  die Formel auch für höhere Temperaturen ausreichen.

Kalkspath.  
Werthe von  $\Delta R$ .

Beobachter	$t_m$	$C_0$	$D_0$	$F_0$	$C_e$	$D_e$	$F_e$
Offret	50,0°		0,040			1,060	
Vogel	59,5	0,079	0,089	0,092	1,020	1,024	1,069
Reed	57,1	0,070	0,078	0,134	1,062	1,094	1,179

Für Kalkspath lagen nur die Beobachtungen von Offret<sup>1)</sup> und Vogel<sup>2)</sup> vor, mit welchen die meinigen für den extraordinären Strahl sehr gut, für den ordinären, wie es wegen

1) Offret, Bull. de la Soc. franç. de min. 10. p. 405—697.

2) F. Vogel, l. c.

der ausserordentlich geringen zu messenden Verschiebung nicht anders zu erwarten ist, nur annähernd übereinstimmen.

Von den hier durch mich untersuchten Gläsern sind fünf früher durch Hrn. Pulfrich bis zu  $100^{\circ}$  untersucht worden. Die beiderseitigen Resultate zwischen diesen Temperaturen sind daher direct vergleichbar und werden in nachstehender Tabelle zusammengestellt. Trotz der Verschiedenheit der Instrumente herrscht, wie man sich leicht überzeugen kann, eine sehr befriedigende Uebereinstimmung darin.

Verschiedene Gläser.

S. 57.

O. 165.

Beobachter	$t_m$	$C$	$D$	$F$	$t_m$	$C$	$D$	$F$
Pulfrich	$58,8^{\circ}$	1,204	1,449	2,090	$56,7^{\circ}$	0,700	0,775	1,051
Reed	62,7	1,218	1,472	2,110	57,7	0,708	0,778	1,058

O. 211.

O. 154.

Beobachter	$t_m$	$C$	$D$	$F$	$t_m$	$C$	$D$	$F$
Pulfrich	$57,8^{\circ}$	0,021	0,040	0,103	$58,4^{\circ}$	0,225	0,261	0,334
Reed	61,2	0,024	0,035	0,092	58,0	0,226	0,250	0,307

O. 527.

Beobachter	$t_m$	$C$	$D$	$F$
Pulfrich	$58,3^{\circ}$	— 0,008	0,014	0,080
Reed	58,5	0,014	0,047	0,107

Schlussfolgerungen.

30. Die im Vorstehenden gegebenen Beobachtungen möchte ich in folgenden Sätzen zusammenfassen:

1. Die von Pulfrich bemerkte Steigerung der Dispersion mit wachsender Temperatur findet bei den sämtlichen von mir untersuchten festen Körpern statt, selbst in den Fällen, wo eine bedeutende Abnahme des Brechungsindex vorhanden ist.

2. Die verschiedenen Körper verhalten sich bezüglich der Aenderung ihrer Brechungsexponenten mit wachsender Temperatur verschieden. Von den hier untersuchten Körpern zeigt mit wachsender Temperatur

eine Abnahme	eine Zunahme
des Brechungsexponenten:	

Flussspath.

Kalkspath.

Quarz.

Alle von mir untersuchten

Gläser nach erreichter Erweichungstemperatur.

Gläser bis in die Nähe der Erweichungstemperatur.

3. Die Curve für die Aenderung des Brechungsvermögens beim Flussspath (Fig. 4) zeigt eine geringe und fast ganz gleichmässig verlaufende Abnahme; ebenso ist die Zunahme der Dispersion bez. der Ausdehnung des Spectrums sehr gering, nur 21,4" für 400°. Diese Beobachtung steht gut in Einklang mit der bekannten geringen Absorptionskraft des Flussspaths, indem selbst bei den höchsten erreichten Temperaturen die blauen und violetten Theile des Spectrums ganz scharf und deutlich bleiben; ebenso auch mit der allgemeinen Schlussfolgerung Pulfrich's über den Zusammenhang von Absorption und Dispersion, nämlich dass da, wo wir keine steigende Dispersion durch Erwärmung beobachten, auch eine Steigerung der Absorptionsfähigkeit nicht wohl anzunehmen ist.

4. Quarz zeigt eine sehr starke Abnahme des Brechungsvermögens, die um so grösser wird, je mehr die Temperatur wächst, sowohl für den ordinären als den extraordinären Strahl. (Vgl. Fig. 4.)

5. Bei Kalkspath nimmt dagegen das Brechungsvermögen bedeutend zu für den extraordinären Strahl, sehr wenig aber für den ordinären Strahl. Die den beiden Strahlen entsprechenden Curven verlaufen nahezu geradlinig. (Vgl. Fig. 5.)

6. Sämmtliche von mir untersuchte Gläser zeigen mit wachsender Temperatur eine Zunahme des Brechungsexponenten, wie schon früher von Stefan<sup>1)</sup>, Vogel<sup>2)</sup> und Pulfrich<sup>3)</sup> constatirt worden ist. Diese Zunahme besteht aber nur bis zu einer gewissen Grenze; bei zwei Gläsern gelang es mir, diese Grenze zu überschreiten und eine sehr starke Abnahme des Brechungsvermögens bei fortschreitender Erwärmung zu constatiren. (Vgl. Curve für S. 57 und O. 154.)

1) Stefan, Sitzungsber. d. k. Gesellsch. d. Wissensch. zu Wien II. 63. p. 239. 1871.

2) F. Vogel, l. c.

3) Pulfrich l. c.

Diese Umkehrung in der Temperaturwirkung auf das Brechungsvermögen findet bei einer Temperatur statt, wo man nach diesbezüglichen Angaben die Erweichungstemperatur der Gläser zu vermuthen hat, und es ist nicht unwahrscheinlich, dass gerade dieser Umstand die Aenderung bewirkt. Würde man die Erwärmung der anderen Gläser, deren Erweichungstemperatur ungefähr  $200^{\circ}$  höher liegt, bis zu dieser Temperatur fortsetzen, so würde sich vermuthlich auch bei ihnen das vorbezeichnete Verhalten nachweisen lassen.

7. Während diejenigen Gläser, welche nicht bis zur Erweichungstemperatur erwärmt wurden, ebenso wie die Krystalle, nach der Abkühlung keine nachweisbare Aenderung des Brechungsexponenten zeigten, trat bei den Gläsern, die bis zur Erweichungstemperatur gebracht wurden und eine Umkehrung der Temperaturwirkung ergaben, eine geringe Aenderung des ursprünglichen Brechungsexponenten ein. (Vgl. Tab. III.)

8. In dem Glaswerk von Schott und Genossen wird eine sinnreiche Methode zur Feinkühlung des Glases angewandt, welche die Spannung innerhalb des Glases vermindert bez. zum Verschwinden bringt, wodurch das Glas gleichzeitig einen höheren Brechungsexponenten annimmt. Ich habe mehrere von diesen feingekühlten Gläsern untersucht und gefunden, dass die, welche bis zur Erweichungstemperatur erhitzt wurden, nach der Abkühlung einen niedrigeren Brechungsexponenten zeigten, der sich dem des hafengekühlten nähert, was gewissermaassen als eine Erklärung für die Erscheinungen, die unter Nr. 7 angeführt sind, angesehen werden darf.

Jena, Physik. Institut, Mai 1898.

(Eingegangen 19. Mai 1898.)



3. Nachtrag zu  
der Abhandlung „Ueber das Brechungsvermögen  
des mit Flüssigkeiten getränkten Hydrophans“;  
von Johann Stscheglayew.

In der oben genannten Arbeit <sup>1)</sup> habe ich gezeigt, dass der mit Flüssigkeit getränkte Hydrophan sich optisch wie eine Mischung verhält, und dass auf diese Mischung die Formel

$$(n_H - 1)h + (n_F - 1)f = (N - 1)(h + f)$$

anwendbar ist;  $h$  und  $f$  sind hier die Volumina des Hydrophans und der Flüssigkeit,  $N$  der Brechungsexponent des getränkten Hydrophans,  $n_H$  der des trockenen Hydrophans und  $n_F$  derjenige der Flüssigkeit.

Hr. Dr. J. Stark (München) war so liebenswürdig, mich auf zwei Abhandlungen von Hrn. Christiansen <sup>2)</sup> aufmerksam zu machen, welche mir leider bis jetzt unbekannt geblieben waren.

Aus den Untersuchungen über die optischen Eigenschaften der mit Flüssigkeit benetzten Pulver kam Hr. Christiansen schon im Jahre 1884 zu denselben Resultaten wie ich, und hat dieselbe Formel für die Brechungsexponenten aufgestellt. Er prüft diese Formel mit gutem Erfolg auch an dem mit Flüssigkeit getränkten Hydrophan und findet daraus für den Brechungsexponent desselben für die  $D$ -Linie den Werth 1,4647, welchem die von mir gefundenen 1,4564 (Prisma I) und 1,4584 (Prisma II) ziemlich nahe stehen.

Strassburg i. E., Physik. Institut, 20. Mai 1898.

1) J. Stscheglayew, Wied. Ann. **64**, p. 325. 1898.

2) C. Christiansen, Wied. Ann. **23**, p. 298. 1884; **24**, p. 489. 1885.

(Eingegangen 22. Mai 1898.)

**4. Ueber eine Methode zur  
Bestimmung der Strahlung in absolutem Maass  
und die Strahlung des schwarzen Körpers  
zwischen 0 und 100 Grad<sup>1)</sup>; von F. Kurlbaum.**

(Mittheilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Die gebräuchliche, an Langley sich anlehrende Anordnung bolometrischer Messungen ermöglicht nur vergleichende Bestimmungen. Durch das folgende, wesentlich geänderte Verfahren habe ich die von dem Bolometer absorbirte Wärmemenge direct auf eine Stromwärmemenge zurückgeführt und somit absolut messbar gemacht. Die Methode wird angewandt auf die Messung der von einem absolut schwarzen Körper ausgesandten Strahlung.

Das Princip der Methode ist kurz folgendes: Drei Zweige einer Wheatstone'schen Brücke bestehen aus dicken Drähten, während nur der vierte einen Bolometerstreifen enthält. Da das Bolometer durch den Strom erheblich erwärmt wird, so hängt sein Widerstand von der Stromstärke ab, welche zur Messung benutzt wird, während die dicken Drähte ihren Widerstand nicht ändern. Zunächst wird der Widerstand  $W_1$  des Bolometerstreifens bei einer Stromstärke  $J_1$  gemessen, dann wird das Bolometer bestrahlt und sein Widerstand  $W_2$  gemessen. Darauf wird die Strahlungsquelle entfernt und die Stromintensität bis zu einem solchen Betrage  $J_2$  vergrössert, dass das Bolometer durch die Stromwärme allein denselben Widerstand  $W_2$  erreicht. Die im ersten Fall durch Strahlung aufgenommene Wärmemenge ist also gleich der im zweiten Fall durch Strom erzeugten Wärmemenge und also gleich  $(W_2 J_2^2 - W_1 J_1^2) C$ , worin  $C$  das electrothermische Aequivalent bedeutet. Es dient also der Strom, welcher den Bolometerstreifen während der Messung seines Widerstandes durchläuft, auch dazu, den Streifen auf eine gewünschte Temperatur zu bringen.

1) Vgl. F. Kurlbaum, Wied. Ann. 51. p. 591, 1894.

## Apparate.

Bolometer, Galvanometer und Hülfs Widerstände sind die gleichen, wie die in einer früheren Arbeit benutzten.<sup>1)</sup> Es ist nur eine Aenderung für den vorliegenden Zweck an den Bolometern angebracht. Die Oberflächengrösse eines aus schmalen Streifen bestehenden Bolometers lässt sich nicht genau messen, da die Breite eines Streifens nicht wesentlich genauer als auf 0,01 mm bestimmt werden kann. Breite Streifen zu benutzen ist aus anderen Orts erwähnten Gründen unvorteilhaft. Deshalb wurden zwei Bolometer so hintereinander gestellt, dass von der Strahlungsquelle aus gesehen die Intervalle des vorderen Bolometers durch die Streifen des hinteren vollkommen ausgefüllt wurden.

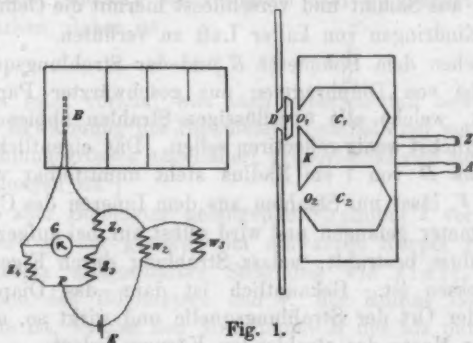


Fig. 1.

Das hintere Bolometer hat daher einen Streifen weniger und als Gesamtfläche gilt einfach die Fläche des vorderen Bolometers einschliesslich der Fläche der Intervalle, während das vordere Bolometer auch allein maassgebend für den Abstand von der Strahlungsquelle ist.

Die Strahlungsquelle war ein schwarzer Körper, welcher nach dem von den Herren W. Wien und O. Lummer<sup>2)</sup> an-

1) F. Kurlbaum, Wied. Ann. 61. p. 420. 1897, hier mit l. c. bezeichnet. Die Herstellung der Bolometer entspricht Wied. Ann. 46. p. 204 bis 224. 1892 und Verhandl. d. physik. Gesellsch. zu Berlin, 14. Juni 1895.

2) W. Wien u. O. Lummer, Wied. Ann. 56. p. 451—56. 1895; vgl. auch E. St. John, Wied. Ann. 56. p. 450. 1895; C. Christiansen, Wied. Ann. 21. p. 364—69. 1884; L. Boltzmann, Wied. Ann. 22. p. 85. 1884; O. Lummer u. E. Pringsheim, 63. p. 395—410. 1897.

gewandten Princip in möglichst einfacher Form hergestellt ist. Fig. 1 zeigt den Körper in einem Horizontalschnitt,  $C_1$  und  $C_2$  sind zwei Messingcylinder mit trichterförmigem Boden, welche nur bei  $O_1$  und  $O_2$  Oeffnungen besitzen.  $C_1$  ist innen blank,  $C_2$  mit einem aus Russ hergestellten Mattlack überzogen. Die Cylinder befinden sich in einem Messingkasten, in den der Dampf siedenden Wassers bei  $Z$  eingeleitet werden kann, während Dampf und Condenswasser bei  $A$  in einen Kühlraum abfließen. Die Stelle  $K$  des Kastens ist äusserlich gleichfalls geschwärzt, die Strahlungsgefässe können auch auf die Temperatur des schmelzenden Eises gebracht werden.

Ein Fallverschluss  $V$  mit innerer Wasserspülung befindet sich vor der Cylinderöffnung, er besitzt auf einer Seite einen Ueberzug aus Sammt und verschliesst hiermit die Oeffnung  $O_1$ , um das Eindringen von kalter Luft zu verhüten.

Zwischen dem Bolometer  $B$  und der Strahlungsquelle ist eine Reihe von Diaphragmen aus geschwärzter Pappe eingeschaltet, welche alle überflüssigen Strahlen abblenden und selbst möglichst wenig reflectiren sollen. Das eigentliche Messdiaphragma  $D$  von 1 cm Radius steht unmittelbar vor dem Fallbrett  $F$ , lässt nur Strahlen aus dem Inneren des Cylinders zum Bolometer gelangen und wird selbst nur bei aufgezogenem Fallverschluss bestrahlt, sodass Strahlung durch Eigenwärme ausgeschlossen ist. Bekanntlich ist dann das Diaphragma zugleich der Ort der Strahlungsquelle und wirkt so, als wäre es mit der Masse des strahlenden Körpers belegt.

In der Wheatstone'schen Brücke wird der Zweig  $Z_1$ , der ebenso wie  $Z_2$  und  $Z_3$  aus dicken Manganindrähten besteht, stets dem Bolometer  $B$  gleich gemacht, nur die letzte feinste Abgleichung findet auf dem Brückendraht  $P$  statt. Zum Ballastwiderstand  $w_2$  kann ein Widerstand  $w_3$  parallel gelegt und damit die Stromstärke variiert werden.

#### Strahlungsgleichung.

Die Grösse der Strahlung  $s$  werde gleich der durch sie erzeugten Wärmemenge gesetzt, nach obigem ist

$$s = (W_2 J_2^2 - W_1 J_1^2) C.$$

$W_1$  und  $W_2$ , die Widerstände des Bolometers vor und während der Erwärmung, dürfen hier gleich gesetzt werden,

da die Erwärmung weniger als 0,1 Grad und die Widerstandsänderung bei dem Temperaturcoefficienten 0,0034 nur etwa drei Zehntausendstel beträgt. Daher ist  $s = (J_2^2 - J_1^2) W_1 C$ .

Es erscheint nun als das Nächstliegende, die erreichte Gleichheit der durch Strahlung und durch Strom hervorgerufenen Erwärmung aus den zugehörigen Widerstandsänderungen nach einer Nullmethode zu beurtheilen. Bei den Messungen stellte sich jedoch heraus, dass es viel vortheilhafter ist, die Widerstandsänderungen durch Ausschläge zu messen. Deshalb wurde der Strom  $J_2$  so gewählt, dass er denselben Ausschlag wie die Strahlung bewirkte. Da aber die Intensitäten des Messstromes in beiden Fällen verschieden sind, so sind nun die durch Strahlung und Strom erzeugten Wärmemengen nicht gleich, sondern sie verhalten sich umgekehrt wie die Stromstärken, daher ist:

$$(1) \quad s = (J_2^2 - J_1^2) W_1 C \frac{J_2}{J_1}.$$

Dies setzt voraus, was auch experimentell bewiesen ist, dass die Erwärmung des Bolometers innerhalb der vorkommenden Strahlungsgrössen angenähert proportional den zugeführten Wärmemengen ist.<sup>1)</sup>

Die zum Bolometer gelangende Strahlung  $s$  verhält sich angenähert zu der ganzen vom schwarzen Körper nach dem Cosinusetz ausgesandten Strahlung wie  $f: \pi r_1^2$ , wenn  $f$  die Fläche des Bolometers und  $r_1$  der Radius der Kugeloberfläche ist, welche den Mittelpunkt  $M$  des als punktförmig angesehenen Diaphragmas  $D$  zum Centrum hat und durch die vier Ecken des Bolometers geht. Streng genommen ist nicht die Fläche  $f$  einzusetzen, sondern die bei den vorliegenden Daten nur um  $1/2$  Proc. grössere Fläche  $F$ , welche entsteht, wenn man  $f$  zunächst von  $M$  aus auf die Kugeloberfläche projicirt und diese Projection senkrecht auf die Diaphragmenebene projicirt.

Das Resultat der zweimaligen Projection ist für  $f = ab$ , wo  $a$  und  $b$  die Seitenlängen des Bolometers sind, und für

$$r_1 = \sqrt{e^2 + \frac{a^2}{4} + \frac{b^2}{4}},$$

wo  $e$  der Abstand des Bolometers vom Diaphragma ist,

1) L. c. p. 425.

$$F = f + \varphi(a, b) + \varphi(b, a)$$

$$\varphi(a, b) = \left( \frac{r_1^2}{\sqrt{e^2 + \frac{a^2}{4}}} \arcsin \frac{b}{2r_1} - \frac{b}{2} \right) a.$$

Die Annahme, dass das Diaphragma punktförmig ist, verursacht einen Fehler, der kleiner als ein promille ist und vernachlässigt wird.

Die zum Bolometer gelangende Strahlung  $s$  multiplicirt mit  $\pi r_1^2 / F$  ergibt also die gesammte vom Diaphragma ausgehende Strahlung, diese dividirt durch die Diaphragmenfläche  $= \pi r_2^2$  die von der Flächeneinheit ausgehende Gesamtstrahlung

$$(2) \quad S = (J_2^2 - J_1^2) W_1 C \frac{J_2}{J_1} \frac{r_1^2}{F r_2^2}.$$

Dabei ist

$$2J_1 = \frac{E}{w_1 + w_2},$$

wenn  $E$  die Spannung der Accumulatoren,  $w_1$  der gesammte Widerstand im Stromkreis ausser dem Ballast  $w_2$  ist und der gleiche Strom in allen Brückenzeigen fliesst.

$$2J_2 = \frac{E}{w_1 + \frac{w_2 w_3}{w_2 + w_3}},$$

wenn  $w_2$  zu  $w_3$  parallel geschaltet wird.

#### Untersuchung des schwarzen Körpers.

Es fragt sich, wie nahe der benutzte schwarze Körper dem idealen kommt. Deshalb wurden vier Strahlungsgrössen an dem beschriebenen Messinggefäss relativ gemessen. Es wurde gefunden, die Strahlung des geschwärzten Hohlcylinders gleich 100 gesetzt:

Die Emission			
der blanken Messingwand	des blanken Hohlcylinders <sup>1)</sup>	der geschwärzten Messingwand	des geschwärzten Hohlcylinders
8,9	46,9	88,6	100

1) Es lässt sich die Strahlung eines blanken Hohlcylinders der des schwarzen Körpers viel näher bringen, wenn man die Oeffnung sehr klein macht. Hier waren die Oeffnungen noch gross, weil die Strahlung für



Die Strahlungen beziehen sich auf die Siedegefäßstemperatur von  $100^{\circ}$  und die Bolometertemperatur von  $16^{\circ}$ . Die Ausschläge, die auf Proportionalität corrigirt sind, geben, als relative Ausschläge und da die Wellenlängengemische in den vier Fällen wohl gleiche sind, die Intensitäten hinreichend genau wieder, jedenfalls genauer als sich die Oberfläche eines blanken und eines geschwärzten Messings reproduciren lässt.

Die Strahlung des blanken Messings steigt in dem blanken Hohlcylinder durch die hinzukommende Reflexion auf den fünffachen Werth an. Die Strahlung des geschwärzten Messings steigt im Hohlcylinder nur noch um ein Achtel ihres Betrages. Mit den Daten lässt sich berechnen, dass dieser schwarze Körper dem idealen bis auf ungefähr 1 Proc. nahe kommt.

#### Hilfsmessungen.

1. *Längenmessungen.* Der mittlere Durchmesser  $2r_2$  des Messdiaphragmas wurde gemessen, indem vier verschiedene Durchmesser mit der Theilmaschine auf 0,01 mm genau gemessen wurden. Die vier Durchmesser des nicht ganz kreisrunden Diaphragmas sind 1,994, 1,993, 1,992, 1,994, das Mittel 1,993 cm.

Die Seitenlängen der Bolometer sind gleichfalls auf der Theilmaschine gemessen und zwar, indem die Länge jedes Streifens und jedes Intervalles, und die gesammte Breite an verschiedenen Stellen gemessen, und die Mittel gebildet wurden.

Bolometer  $B_1$  besteht aus 10 Streifen von

$$35 \times 2 \times 0,001 \text{ mm}$$

mit 1 mm breiten Intervallen und dahinter stehenden 9 Streifen. Die Flächendimension  $f_1$  wurde

$$f_1 = a_1 b_1 = 34,54 \times 29,03 = 1003 \text{ qmm}$$

gefunden.

Bolometer  $B_2$  besteht aus 5 Streifen von

$$35 \times 4 \times 0,001 \text{ mm}$$

mit 3 mm breiten Intervallen und dahinter stehenden 4 Streifen. Die Flächendimension ist

$$f_2 = 35,33 \times 31,96 = 1129 \text{ qmm.}$$

die absoluten Messungen sonst zu gering gewesen wäre. Alle diese relativen Messungen sind natürlich mit vier gleichen Bolometerzweigen ausgeführt und daher sehr genau.



Der Abstand des Diaphragmas vom Bolometer ist in einer Stellung mit Hilfe eines Stichmaasses auf 0,1 mm genau gemessen, indem sowohl gegen das Diaphragma wie gegen den Bolometerrahmen Platten bekannter Dicke gelegt wurden. Andere Stellungen des Bolometers sind darnach direct an einem Maassstab, an dem das Bolometer entlang geschoben werden konnte, abgelesen.

2. *Widerstands- und Strommessungen.* Bei  $17^{\circ}$  ist der Widerstand von Bolometer  $B_1$  ohne jede Zuleitung gleich 33,87 Ohm, der von  $B_2 = 8,095$  Ohm, der Temperaturcoefficient ist  $= 0,0034$ .

Die Stromintensität wurde aus Widerstand und electromotorischer Kraft bestimmt, die jedesmalige Spannung der Accumulatoren durch Vergleichung mit einem Cadmiumelement gemessen.

Das electrothermische Aequivalent ist gleich

$$0,240 \frac{\text{g-Cal.}}{\text{cm}^2 \text{sec}}$$

gesetzt.

#### Strahlungsmessungen.

Es sollte die Strahlung gemessen werden, welche der schwarze Körper bei  $100^{\circ}$  einem Körper von  $0^{\circ}$  zusendet. Da es unbequem gewesen wäre, das Bolometer auf die Temperatur von  $0^{\circ}$  zu bringen, so wurde es vorgezogen, das Bolometer einmal durch den schwarzen Körper von der Temperatur  $100^{\circ}$  bestrahlen und das andere Mal zum schwarzen Körper von der Temperatur  $0^{\circ}$  strahlen zu lassen und diese Strahlungsgrössen zu addiren.

Bolometer und Diaphragma waren so justirt, dass sie auf der Verbindungslinie ihrer Mittelpunkte senkrecht standen, dann wurde die Temperatur im Innern des Bolometerkastens abgelesen und die grosse Quantität Wasser, welche durch das Fallbrett circulirte auf die gleiche Temperatur gebracht, das Strahlungsgefäss durch Dampf geheizt, der stationäre Zustand abgewartet und die Temperatur nach dem Barometerstand bestimmt. Die Brücke war so abgeglichen, dass die Ruhelage des Galvanometers bei geöffnetem Strom und bei der Stromstärke  $J_1$  im stationären Zustand die gleiche war.

Nun wurde das Fallbrett aufgezogen, der Ausschlag bei einer Stromstärke  $J_1$  gemessen und ein ähnlich grosser Ausschlag ohne Bestrahlung durch blosse Stromänderung hervorgerufen. Darauf wurde der Abstand von Bolometer und Strahlungsquelle geändert, und wieder der durch Strahlung bewirkte Ausschlag gemessen und durch Interpolation derjenige Abstand gefunden, welcher denselben Ausschlag durch Strahlung wie durch Stromwärme ergeben hätte.

Ausschläge in Millimeter, verursacht durch		
Strahlung bei der Entfernung $e = 188,0$ mm	Stromwärme bei Nebenschluss $w_0 = 570$ Ohm	Strahlung bei der Entfernung $e = 196,8$ mm
137,0	134,5	126,0
136,2	134,5	126,0
136,9	135,1	126,4
	135,0	
	134,8	
Mittel 136,7	134,9	126,1

Interpolation ergibt Ausschlagsgleichheit bei der Entfernung  $e = 189,4$  mm.

Nr.	Bolometer	Temp. des Bolometers	Temp. des schwarzen Körpers	Abstand $e$ mm	Wider- stand $w_1$ Ohm	Ballast $w_2$	Nebenschluss $w_0$	$E$ Volt	$\frac{g \cdot \text{Cal.}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}$ 0,0	$\sigma \cdot 10^{12}$	Abweichung
1	$B_1$	18,7	100,1	192,4	42,1	500	570	4,059	1577	1,299	+ 22
2	$B_1$	18,2	99,0	186,9	42,1	500	570	4,095	1513	1,265	- 12
3	$B_1$	18,1	99,8	190,2	42,1	500	570	4,076	1551	1,278	+ 1
4	$B_1$	16,7	99,9	192,3	42,1	500	571,2	4,074	1572	1,279	+ 2
5	$B_2$	16,7	99,8	188,3	29,2	250	229,4	4,072	1559	1,271	- 6
6	$B_2$	17,0	99,9	189,9	29,2	250	230	4,072	1579	1,284	+ 7
7	$B_2$	16,9	100,1	188,5	29,2	250	230	4,069	1550	1,260	- 17
8	$B_2$	17,2	99,7	189,4	29,2	250	230	4,065	1566	1,283	+ 6

Mittel 1,277

Die vorstehende Tabelle giebt die Beobachtungsdaten zur Berechnung der Strahlungsgrösse  $S$ , wie sie mit Bolometer  $B_1$  und  $B_2$  gefunden wurden. Die Tabelle ist nach den Gleichungen

p. 750 und nach der Figur p. 747 verständlich. In der vorletzten Columnne ist nach dem Stefan'schen Gesetz  $\sigma = S/(T_2^4 - T_1^4)$  berechnet, wobei  $T_2$  und  $T_1$  die absoluten Temperaturen des schwarzen Körpers und des Bolometers bezeichnen.

Die Messung des anderen Theiles, der Strahlung bei  $0^\circ$ , lässt sich nun auf das Vorige zurückführen. Es wurde nämlich das Verhältniss der Strahlung bei  $100$  und  $0^\circ$  relativ, also wieder mit vier Bolometerzweigen, genau gemessen, während abwechselnd ein schwarzer Körper von  $100^\circ$  und ein gleicher von  $0^\circ$  das Bolometer bestrahlte.

Temp. des Bolometers	Temp. des schwarzen Körpers	Ausschlag	Intensität des Messstromes	Strahlung $S$ in willkürlicher Einheit	$\frac{S}{T_2^4 - T_1^4}$
18,78°	0°	5,97	583,8	500,3	2960
	100,44°	6,17	83,9	3602	2951

Da die Zahlen der letzten Columnne auf  $\frac{1}{3}$  Proc. gleich sind, so erscheint das Stefan'sche Gesetz für dies Intervall erfüllt und es ist gestattet,  $S_{100} - S_0$  aus dem Intervall  $100^\circ$  bis  $18^\circ$  mit Hülfe des für  $\sigma$  gefundenen Mittelwerthes gleich 1,277 zu berechnen. Darnach ist

$$S_{100} - S_0 = 0,01763 \frac{\text{g-Cal.}}{\text{cm}^2 \text{ sec.}}$$

#### Fehlerquellen.

Es ist noch nicht genau untersucht, wie weit das Bolometer absolut schwarz ist. Wenn Platinmoor auch innerhalb der sichtbaren Strahlen angenähert ebensoviel wie ein schwarzer Körper absorbiert, so kann doch in dem Gebiet der hier in Betracht kommenden langen Wellen leicht eine Abweichung von einigen Procenten vorhanden sein. Daher ist das Absorptionsvermögen des Platinmoores entweder durch besondere Versuche zu ermitteln, oder der Fehler durch Construction eines schwarzen Bolometers nach Analogie des schwarzen Körpers zu vermeiden.

Zwei mögliche Fehlerquellen sind genauer an anderer Stelle<sup>1)</sup> besprochen, erstens der Umstand, dass die Temperatur-

1) l. c. p. 432.

vertheilung in einem Bolometer eine verschiedene ist, je nachdem das Bolometer durch Strahlung oder durch Strom erwärmt wird. Wie Versuche ergeben haben, ist jedoch die Temperaturdifferenz zwischen dem Innern und der Oberfläche eines Bolometerzweiges jedenfalls kleiner als 1 Proc. der Temperaturdifferenz zwischen Bolometer und Umgebung. Zweitens könnte die in der Zimmerluft vorhandene Kohlensäure einen Theil der Strahlung absorbiren, dies ist aber auch zu vernachlässigen.

Bei zwei hintereinander stehenden Bolometern werden nicht alle Theile von der Strahlung getroffen, während die Stromwärme in allen Theilen erzeugt wird. Dies ist jedoch gleichgültig, da die Widerstandsänderung bei den kleinen Temperaturdifferenzen die gleiche ist, ob dieselbe Wärmemenge auf beide Streifen, oder nur auf einen vertheilt wird. Es ist aber nicht erlaubt, beliebige Stücke aus dem Bolometer abzublenden, da ja die Wärmeableitung nicht überall die gleiche ist, z. B. ist dieselbe an den Streifenenden, wo dieselben am Schiefer aufliegen, viel grösser als in der Mitte.

Die Diaphragmen, welche zwischen Bolometer und Strahlungsquelle eingeschaltet sind, können insofern schädlich wirken, als sie durch diffuse Reflexion Strahlen zum Bolometer gelangen lassen und zwar könnte dies soviel ausmachen, dass das Bolometer nicht dem Entfernungsgesetz entsprechende Ausschläge zeigte. Deshalb ist die Entfernung variirt und der zugehörige Ausschlag gemessen.

Entfernung $e$	Ausschlag $a$	$e^2 \cdot a \cdot 10^{-1}$
48,25 cm	9,55 cm	2223
38,25	15,16	2218
28,25	27,72	2212

Die Ausschläge sind auf Proportionalität corrigirt, und da die Zahlen der letzten Columnne nahezu constant sind, so hat also keine merkliche Reflexion stattgefunden.

Frühere Bestimmungen von  $\sigma$ .

Es liegen keine quantitativen Bestimmungen der Strahlung des schwarzen Körpers vor, obgleich schon Christiansen<sup>1)</sup> den von Kirchhoff definirten absolut schwarzen Körper praktisch hergestellt hat. Er bohrte in einen Messingwürfel conische Löcher, versilberte die Seitenwände und Löcher, und erhielt beim Erhitzen des Würfels aus dem Innern der Löcher eine 32 mal so grosse Strahlung, als von den ebenen Seiten. Christiansen sagt deshalb, dass die Löcher wie „vollkommen schwarze Flecken“ wirkten.

Der für  $\sigma$  gefundene Werth kann aber doch mit dem von Lehnbach<sup>2)</sup> und Graetz<sup>3)</sup> an Glas gemessenen Werthen verglichen werden.

Durch die Arbeiten von De la Provostaye und Desains<sup>4)</sup> ist festgestellt, dass Glas 10 Proc. der dunkeln Wärmestrahlen reflectirt, und dass sein Reflexionsvermögen bei ganz schräger Incidenz noch bedeutend zunimmt. Hieraus folgt, dass sein Emissionsvermögen kleiner als das des schwarzen Körpers sein muss. Dasselbe Resultat habe ich erhalten, indem ich den schwarzen Körper, Glas und berusstes Glas bei 100° und senkrechtem Austritt der Strahlen zum Bolometer strahlen liess.

Emissionsvermögen des		
schwarzen Körpers	Glases	berussten Glases
100	90,9	95,5

Dass Hr. Lehnbach keinen Unterschied zwischen Glas und berusstem Glas gefunden hat, dürfte seinen Grund in der Schwierigkeit seiner Methode haben. Die Annahme, Glas sei ein schwarzer Körper, hat bei der Methode einen Fehler verursacht, der am besten an den Versuchen von Hrn. Graetz,

1) Christiansen, Wied. Ann. 21. p. 364—369. 1884; vgl. Lummer und Kurlbaum, Sitzungsber. d. physik. Gesellsch. zu Berlin, 6. Mai 1898, wo die Christiansen'schen Versuche kurz erwähnt sind.

2) Lehnbach, Pogg. Ann. 151. p. 96—108. 1874.

3) Graetz, Wied. Ann. 11. p. 913—930. 1880.

4) De la Provostaye u. Desains, Pogg. Ann. 90. p. 623—626. 1853. Compt. rend. 37. p. 168. 1853.

welche die genauesten sind und den Fall am reinsten zeigen, erörtert wird.

Der Einfachheit wegen sei unter der Ausstrahlung stets nur derjenige Theil der Ausstrahlung verstanden, welchen der Körper durch seine höhere Temperatur mehr ausstrahlt als er zurückerhält, ferner werde angenommen, dass im betrachteten Temperaturintervall Emissions- und Reflexionsvermögen sich nicht ändern.

Hr. Graetz lässt eine Thermometerkugel in einer evacuirten Hohlkugel aus Glas strahlen oder umgekehrt von der Hohlkugel bestrahlt werden, indem er diese entweder auf eine sehr niedrige oder sehr hohe constante Temperatur bringt, und aus dem Gang des Thermometers und aus seiner Wärmecapacität die Emission des Glases bestimmt. Hiernach berechnet er mit Hülfe des Stefan'schen Gesetzes die Strahlungsconstante  $\sigma$ .

Es werde angenommen, Hohlkugel und Thermometerkugel seien concentrisch und die Thermometerkugel sei die heissere, dann muss das Emissionsvermögen zu klein gefunden werden, denn die Hohlkugel reflectirt einen Theil der ausgesandten Strahlen zur Thermometerkugel zurück.<sup>1)</sup> Ist das Emissionsvermögen des schwarzen Körpers gleich 1 und das des Glases gleich  $e$ , so ist das Reflexionsvermögen  $r = 1 - e$ . In obiger Situation erscheint dann  $e$  um  $e^2(r + r^2 + \dots + r^{2n-1})$  verkleinert.<sup>2)</sup> Diese Grösse stellt die Summe der zur Thermometerkugel zurückreflectirten und von ihr wieder absorbirten Strahlungen dar. Wird  $e$  für Glas gleich 0,9 gesetzt, so wird sein scheinbares Emissionsvermögen gleich 0,82, d. h. die Versuchsanordnung bringt einen Fehler von ungefähr 9 Proc. hervor.

Strahlt die Hohlkugel zur Thermometerkugel, so scheint auf den ersten Blick die Hohlkugel als schwarzer Körper zu wirken und in der That herrscht in der Hohlkugel bei genügend kleiner Thermometerkugel infolge der zahlreichen Reflexionen angenähert die Strahlungsdichtigkeit des schwarzen Körpers, nur nicht für die Thermometerkugel, da sie selbst alle Strahlen,

1) vgl. E. Lecher, Wied. Ann. 17. p. 481 u. f. 1882.

2) Hat die Hohlkugel ein anderes Reflexionsvermögen  $r_0$ , so ist für  $r^{2n-1}$  zu setzen  $r_0^n r^{n-1}$ .



die durch einmalige Reflexion zu ihr gelangen könnten, abblendet, und ein Strahl, der einmal an ihr vorbeigegangen ist, sie nie wieder erreichen kann. Sie empfängt also, obgleich sie sich in einem angenähert schwarzen Körper befindet, nur die dem Emissionsvermögen des Glases entsprechende Strahlung. Der Fehler ist also derselbe wie im obigen Fall. Hr. Graetz war so freundlich, mir auf eine Anfrage mitzutheilen, dass bei seinen Versuchen die Kugeln concentrisch waren. Hieraus erklärt sich die grosse Differenz zwischen seiner und meiner Bestimmung von  $\sigma$ .

Rückt die Thermometerkugel aus dem Centrum der Hohlkugel heraus, so empfängt sie nicht nur die Strahlung des Glases, sondern noch dazu die von den Wänden zu ihr reflectirten Strahlen, d. h. angenähert die Strahlung des schwarzen Körpers. Das Emissionsvermögen des Glases würde dann trotzdem richtig gefunden werden, da ja die Thermometerkugel von der Emission des schwarzen Körpers doch nur den richtigen Bruchtheil absorbiren würde. Strahlt die Thermometerkugel, so erhält man gleichfalls den richtigen Werth, da sie nun nicht mehr im Brennpunkt ihrer eigenen Ausstrahlung steht.

Wird das Glas berusst, so muss selbst bei concentrischen Kugeln aus drei Gründen das Emissionsvermögen grösser gefunden werden, erstens weil es an sich grösser ist, zweitens weil die Strahlung empfangende Kugel mehr absorbirt, drittens weil der Hohlraum sich dem schwarzen Körper mehr nähert, indem zur Emission noch die diffuse Reflexion hinzukommt. Hr. Lehnbach hat keinen Unterschied zwischen Glas und berusstem Glas gefunden, seine Methode unterscheidet sich von der Graetz'schen nur dadurch, dass er statt des Quecksilberthermometers ein mit Wasser gefülltes Thermometergefäss als Eis calorimeter benutzt und die Hohlkugel nicht vollkommen evacuirt, sondern Correctionen für die Wärmeleitung der Luft anbringt. Er findet die Wärmemenge, welche Glas von  $100^{\circ}$  zu Glas von  $0^{\circ}$  strahlt,

$$h_{100} - h_0 = 0,0152 \frac{\text{g-Cal}}{\text{cm}^2 \text{sec}},$$

Kundt und Warburg<sup>1)</sup> finden gelegentlich der Bestimmung der Wärmeleitung der Gase dieselbe Grösse gleich 0,014.

1) Kundt u. Warburg, Pogg. Ann. 156. p. 207—208. 1875.



Hr. Christiansen<sup>1)</sup> hat einen ganz anderen Weg zur Bestimmung der Strahlung des schwarzen Körpers eingeschlagen, er leitet eine Gleichung für den Fall ab, dass eine kreisförmige Scheibe gegen eine parallele, unendlich grosse Wand strahlt, und zwar unter Berücksichtigung der dabei auftretenden Reflexionen. Dann bestimmt er experimentell den Strahlungsverlust einer geschwärzten Kupferscheibe, welche gegen eine grosse Wand strahlt und im Innern ein Thermoelement enthält, dessen zeitlicher Gang beobachtet wird. Er findet  $h_{100} - h_0 = 0,0167$ .

Die Werthe der verschiedenen Beobachter sind:

Beobachter		$\frac{\text{g-Cal}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}$	
		$h_{100} - h_0$	$\sigma \cdot 10^{12}$
Lehnebach	1874	0,0152	1,10
Kundt und	1875 }	0,014	1,01 }
Warburg			1,11 }
Graetz	1880	0,0150	1,08
Christiansen	1883	0,0167	1,21
Kurilbaum	1898	0,0176	1,28

Durch die Methode der früheren Beobachter war als Strahlungseinheit die Gramm-Calorie gegeben, doch stecken in den verschiedenen Gramm-Calorien, sowie in den benutzten specifischen Wärmen noch erhebliche Unsicherheiten. Bei der vorliegenden Methode ist es natürlicher, das in den letzten Jahren ausgezeichnet definirte Watt als Einheit zu wählen, welches aber auch einen genauen Anschluss an die Gramm-Calorie gestattet. Darnach ist

$$\sigma = 5,32 \cdot 10^{-12} \text{ Watt} \quad \text{und} \quad h_{100} - h_0 = 0,0731 \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2}.$$

In Vorliegendem glaube ich eine Methode gegeben zu haben, nach welcher eine beliebige Strahlung genau gemessen

1) Christiansen, Wied. Ann. 19. p. 267—283. 1883.

2) 1,01 ist aus  $h_{100} - h_0 = 0,014$  berechnet, 1,11 ist von Graetz aus dem Beobachtungsmaterial von Kundt u. Warburg berechnet.

werden kann. Inzwischen ist eine grössere Anzahl von Bolometerzweigen hergestellt, aus denen sich ein Apparat mit acht vollkommen gleichen Zweigen zusammensetzen lässt, der in einfacherer und sicherer Weise absolute Strahlungsmessungen innerhalb weniger Minuten auszuführen gestattet, sobald einmal die Constanten des Apparates bestimmt sind.<sup>1)</sup>

1) l. c. p. 432.

(Eingegangen 14. Juni 1898.)

293

5. Ueber  
**die Verwendung hochfrequenter Wechselströme  
zum Studium electrischer Gasentladungen<sup>1)</sup>;**  
**von H. Ebert.**

(Mittheilung aus dem physik. Institute der k. Technischen Hochschule  
zu München.)

Die electrischen Leitungswiderstände der Gase und damit die Transformation electrischer Energie in andere Energieformen, namentlich in Wärme, bei dieser Klasse von Leitern haben von jeher dem Verständnisse grosse Schwierigkeiten dargeboten. Man hat sich schliesslich zu der Ueberzeugung hingedrängt gefühlt, dass wir hier überhaupt kein einfaches Phänomen vor uns haben, sondern dass der Energieumsatz in einem Entladungsrohre in mehreren zwar gleichzeitig nebeneinander herlaufenden, aber ihrer inneren Natur nach doch sehr verschiedenen Processen besteht, eine Auffassung, welche durch Beobachtungen über die Verschiedenheit des Potentialabfalles und der Wärmeentwicklung in den einzelnen Theilen des Rohres wesentliche Stützen findet. Es war daher nicht möglich, ein vom electrischen Strome durchflossenes Gas mit einem Leiter I. Klasse oder einem solchen II. Klasse unmittelbar zu vergleichen; in der That sind alle Versuche fehlgeschlagen, hier ähnlich einfache Leitungsgesetze, wie sie für diese gelten, aufzufinden. Fasst man die Andeutungen, welche hier und da erhalten worden sind, zusammen, so kommt man zu dem Schlusse, dass sich eine leitende Gassäule wie die Uebereinanderlagerung zweier Gebilde verhält:

---

1) Die vorliegende Untersuchung wurde mit den Hilfsmitteln des Elizabeth Thompson science fund zu Boston angestellt; es sei mir gestattet dem Board of Trustees dieses Fund auch an dieser Stelle meinen ergebensten Dank auszusprechen. Die von mir benutzte Wechselstrommaschine wurde von Hrn. Ingenieur Hummel in München in dankenswertheater Weise zur Verfügung gestellt.

1. eines *Leiters*, der nach Art der gewöhnlichen Leiter I. Klasse oder aber auch der Electrolyte den Electricitätsübergang vermittelt, für den vielleicht ein dem Ohm'schen Gesetze entsprechendes einfaches Gesetz gilt, und bei dem ein Theil der Stromenergie nach einem dem Joule'schen ähnlichen Gesetze in Wärme verwandelt wird;

2. eines *Capacitätswiderstandes*, herrührend von einer Art dielectricischen Zwangszustandes, der wie ein Polarisationswiderstand wirkt, welchen die Spannung erst überwunden haben muss, ehe die Entladung überhaupt eintritt, und der mit einer nicht zu vernachlässigenden Polarisationscapacität ausgerüstet ist. Man geht gewiss nicht irre, wenn man den Sitz dieses dielectricischen Zwangszustandes wesentlich in der Nähe der Elektroden sucht. Da Strom durch die polarisirte Zwischenschicht selbst hindurchgeht, so gleicht das Entladungsrohr einem „durchschlagenen Condensator“. Ausser Joule'scher Wärme wird noch u. A. in Folge der dielectricischen Hysteresisarbeit Wärme entwickelt, das Phänomen erhält dadurch eine grössere Zahl von Bestimmungsstücken.

In ähnlicher Weise ist der Entladungsvorgang sowohl in früheren wie in neueren Arbeiten gelegentlich aufgefasst worden; ich wollte versuchen, hierüber weitere Anhaltspunkte zu gewinnen. Die Wechselstromtheorie hat das Problem der Messung an einem Condensator mit Stromdurchgang (mit „leakage“, „Lecksein“) schon vor längerer Zeit gelöst. Bei Anwendung von Wechselstrom musste jene Capacitätswirkung besonders deutlich zu Tage treten, da die zur Ladung nöthigen Energiebeträge bei jeder Entladung wieder zutrückerstattet werden, während die durch den hindurchgehenden Strom hervorgerufene Wärme zusammen mit allen anderen auf sogenannte „electrische Reibung“ verwendeten Beträgen im Wattmeter zum Ausdruck kommt. Wurde daher die Wechselzahl nur genügend hoch gewählt, so musste der erste Betrag merkbare Werthe neben dem zweiten erhalten. Dies war ein erster Gesichtspunkt, von dem aus ich den Versuch machte, das Verhalten der Gasentladungen in hochfrequenten Wechselstromfeldern quantitativ zu untersuchen. Die mitgetheilten Messungen beziehen sich zunächst nur auf einzelne Fälle und sollen vorerst lediglich die Anwendbarkeit der Methode erläutern, sowie

ein Urtheil über die Grössenordnung der zu messenden Werthe liefern; bei späterer Gelegenheit gedenke ich ein ausführlicheres Beobachtungsmaterial und seine Discussion zu veröffentlichen. Die Verwendung verhältnissmässig schwacher, aber hochfrequenter Wechselströme zum Studium der Gasentladungen schien mir aber noch aus anderen Gründen empfehlenswerth:

Durch eine Reihe neuerer Experimentaluntersuchungen ist gezeigt worden, dass die electrischen Entladungen durch verdünnte Gase hindurch besonders bemerkenswerthe Formen annehmen, wenn die Erregung durch rasch verlaufende electrische Schwingungen von genügender Amplitude erfolgt. In grossem Maassstabe wurden solche Versuche zuerst von Nikolaus Tesla angestellt mit eigens hierzu construirten vielpoligen Maschinen mit einer sehr grossen Wechselzahl.<sup>1)</sup> Später verliess Tesla diese directe Erzeugung des hochfrequenten Wechselstromes durch einen Generator und verwendete die oscillatorisch verlaufenden Entladungsströme grosser Condensatoren, welche eine Transformation auf sehr hohe Potentiale gestatteten; die Ladungen erfolgten durch gewöhnlichen Wechselstrom. Himstedt zeigte, dass man die wesentlichsten der von Tesla beobachteten Erscheinungen erhält, wenn man die Condensatoren mittels eines genügend grossen Inductoriums ladet; die meisten Untersuchungen über die Teslaerscheinungen arbeiten mit der Himstedt'schen Anordnung.<sup>2)</sup> Condensatorschwingungen Leydener Flaschen wurden ferner bei den Versuchen von J. J. Thomson und d'Arsonval verwendet.<sup>3)</sup> E. Wiedemann und H. Ebert benutzten die Schwingungen der Lecher'schen Drahtanordnung, indem sie die zu erregenden Gasräume in den Bereich des Endcondensators derselben brachten.<sup>4)</sup>

1) Vgl. u. a. „Experimente mit Strömen hoher Wechselzahl und Frequenz“ von Etienne de Fodor, revidirt und mit Anmerkungen versehen von Nikolaus Tesla. Hartlebens Verlag 1894, sowie „Nikolas Tesla's Untersuchungen über Mehrphasenströme und über Wechselströme hoher Spannung und Frequenz“ von Th. Commerford Martin, deutsch von H. Maser. Verlag von W. Knapp 1895.

2) F. Himstedt, Ber. d. Oberhess. Gesellsch. Giessen. 30. Ser. Abdr. 14 pp. 1894.

3) J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) 32. p. 321 u. 445. 1891; Wied. Beibl. 16. p. 560. 1892.

4) H. Ebert u. E. Wiedemann, Wied. Ann. 48. p. 591; 49. p. 1 u. 32; 50. p. 1 u. 221. 1893.

Charakteristisch für das Aussehen der Gasentladungen bei den genannten Erregungsformen ist vor allem das Ueberwiegen der Kathodenerscheinungen; dass auch das Leuchten der unipolaren Teslalampen auf Kathodeneffecten beruht, ist von P. Spiess nachgewiesen worden.<sup>1)</sup> Wiewohl die Richtung des die Gassäule durchbrechenden Stromes fortwährend wechselt, gelangen bei allen diesen Anordnungen an den Electroden oder überhaupt an den den Gasraum begrenzenden Wänden scheinbar nur die Dunkelräume und Glimmschichten *beiderseitig* zur Ausbildung und die Anodenerscheinung tritt beinahe ganz zurück. Ferner treten Kathoden-, Lenard- und Röntgenstrahlen schon bei viel höheren Drucken und in erheblich stärkerem Grade unter den Wirkungen rascher electrischer Schwingungen (namentlich bei starkem Curvenabfalle) auf, als bei einseitig gerichteten Einzelentladungen. Eigenthümliche Impedanzphänomene electroluminescirender Gassäulen, welche Tesla beschrieb, bedürfen wohl noch der näheren Aufklärung.

Die Erregung durch Condensatorschwingungen hat aber den Nachtheil, dass diese Schwingungen sehr rasch abklingen, die einzelnen aufeinanderfolgenden Stromphasen also äusserst ungleichwerthig sind. Durch Abstimmen aufeinander resonirender Leiterkreise (E. Wiedemann und H. Ebert) oder durch gleichzeitige Verminderung der Capacitäten und Erhöhung der Selbstinductionen (H. Ebert) kann man zwar den jeder Hauptentladung folgenden Schwingungszug, der auf das verdünnte Gas wirkt, nicht unerheblich verlängern; doch schliessen sich auch hier den Epochen der Erregung verhältnissmässig lange Zeiträume an, in denen das Gas nicht erregt wird.

Die Erfahrung, dass ein einmal zum Leuchten und damit zum Leiten angeregtes Gas der *unmittelbaren* Wiedererregung viel leichter zugänglich ist, als wenn erst eine längere Periode der Nichterregung über dasselbe hingegangen ist, legte den Wunsch nahe, zum näheren, namentlich auch quantitativen Studium der obengenannten Phänomene eine Erregung durch eine ununterbrochene Folge einander vollkommen äqui-

1) P. Spiess, Inaug.-Diss. p. 46. Kiel 1896.



valenter Schwingungsphasen, also durch einen hochfrequenten Wechselstrom zur Verfügung zu haben. Schon frühere Versuche hatten erkennen lassen, dass bei Anwendung *harmonischer* Hochfrequenzströme die Abnutzung des Electrodenmaterials eine weit geringere, als bei der Verwendung der Condensatorentladungen ist.<sup>1)</sup> Ferner liefert eine gute Wechselstrommaschine bei gleichmässiger Felderregung ausserordentlich constante Bedingungen; eine grosse Entladungszahl ist leicht herzustellen, und man umgeht alle die Schwierigkeiten, welche bei den Inductorien die Unterbrecher immer in die Anordnung hineinbringen.

Ein Zurückgreifen auf die ursprüngliche Tesla'sche Anordnung war nicht angezeigt. Die Teslamaschinen arbeiten mit einer ausserordentlich grossen Wattzahl. Misst man aber die Energie, welche von einem selbst in heftigster Lumineszenzstrahlung begriffenen verdünnten Gase consumirt wird, so erkennt man, dass dieselbe äusserst gering ist. Es musste daher auch umgekehrt möglich sein, das Luminesciren eines solchen Gases durch Zuführung einer sehr geringen Wattzahl zu unterhalten, wenn man nur die Erregungsbedingungen geeignet wählte. Man gewinnt dabei gleichzeitig noch verschiedene andere Vortheile. Die Erwärmung der Electroden und der Röhrenwände und damit mittelbar des Gases selbst, bleibt eine geringere; in dem Electrodenmaterialie occludirte, an den Wänden adsorbirte störende Gasreste werden nicht so leicht losgerissen und in Freiheit gesetzt, der Gasinhalt bleibt also während einer längeren Zeit identisch. Letzteres ist aber unbedingt nothwendig, wenn man genau vergleichbare Beobachtungen anstellen will.

Dies waren die Gesichtspunkte, welche Hrn. Hummel und mich selbst nach einigen orientirenden Vorversuchen in dem Versuchslaboratorium der vormal's Schuckert'schen Electricitätswerke zu Nürnberg im Jahre 1894 veranlassten, ein neues System zur Untersuchung von Gasentladungen unter der Wirkung electrischer Schwingungen auszuarbeiten. Maassgebend war vor allem auch das Ziel, die Anordnung so zu treffen,

1) Vgl. u. a Etienne de Fodor, *Experimente mit Strömen hoher Wechselzahl und Frequenz* p. 218. 1894.



dass alle einzelnen, die Erscheinungen bedingenden Factoren einer exacten *Messung* zugänglich gemacht werden konnten.

Ich erlaube mir im Folgenden die Maschine sowie alle dazu gehörigen Hilfsanordnungen zu beschreiben und die Wirkungsweise des neuen Hilfsmittels an Beispielen zu erläutern; zugleich möchte ich Hrn. Ingenieur G. Hummel in München meinen besten Dank sagen, der keine Mühe gescheut hat, nach vielfachen Versuchen und Abänderungen und mit steter Rücksichtnahme auf die Wünsche und Bedürfnisse des Experimentirenden den sogleich zu beschreibenden Generator zu bauen, der auch als höchst compendiöser Motor verwendbar ist.

#### Der Generator.

Zunächst war festzustellen, wie hoch die Wechselzahl zu steigern sei, damit die charakteristischen zweiseitigen Kathodenerscheinungen und die bemerkenswerthe Symmetrie der ganzen Gasentladung, welche für die Erregung durch reine Schwingungen bezeichnend ist, auftreten. Bei einer Reihe von Versuchen mit einem kleineren Modelle<sup>1)</sup> der weiter unten zu beschreibenden Wechselstrommaschine stellte sich heraus, dass man mit der Frequenz gar nicht so hoch zu steigen brauche, als anfänglich erwartet wurde, sondern dass ca. 1000 Zeichenwechsel pro Secunde ausreichend sind, während die Schwingungszahlen bei Condensatorentladungen nach Hunderttausenden, bei der Lecher'schen oder Blondlot'schen Anordnung nach Millionen rechnen.

Bei dieser Wechselzahl von 1000 pro Secunde wurden alle von E. Wiedemann und H. Ebert<sup>2)</sup> beschriebenen Erscheinungen der verdünnten Gase in einem hochfrequenten electrischen Schwingungsfelde erhalten, der viel grösseren Energie entsprechend, sogar noch viel glänzender; auch die bemerkenswerthen Erscheinungen, welche in dem Gasraum isolirt aufgestellte metallische Leiter zeigen<sup>3)</sup>, bei denen die Uebereinanderlagerung zeitlich nacheinander ausgebildeter Glimmlichter zum Entstehen einer positiven Lichtbrücke Ver-

1) Dasselbe ist ebenfalls von Hrn. Hummel gebaut und Hrn. E. Wiedemann überlassen worden, dem ich für die freundliche Leihung desselben auch an dieser Stelle meinen besten Dank ausspreche.

2) H. Ebert u. E. Wiedemann, Wied. Ann. 62. p. 174. 1897.

anlassung zu geben scheinen, werden hier mit grossem Detailreichtum erhalten.

Die Vortheile, die man durch Beschränkung der Wechselzahl erreicht, liegen ausser auf constructivem Gebiete noch besonders darin, dass man den zeitlichen Verlauf der ganzen Erscheinung im *Drehspiegel* bequem verfolgen kann, was bei den hochfrequenten Condensatorentladungen kaum möglich ist. Setzt man den Drehspiegel direct auf die Axe der Maschine, so kann man hier je nach der Richtung, in der man in denselben blickt, einen Einblick in jede einzelne Phase der Entwicklung der Lichterscheinung erhalten; denn diese sind immer an bestimmte Stellungen des Maschinenankers gebunden. Will man die Wirkung mehrerer aufeinander folgender Schwingungen miteinander vergleichen, so stellt man einen Drehspiegel mit besonderem Antriebe neben die Entladungsröhre. Schon bei leicht zu erreichenden Tourenzahlen erhält man eine völlig klare Auflösung der ganzen Erscheinungsreihe.



Fig. 1.

Der Erzeuger des hochfrequenten Wechselstromes gehört zu dem Typus der sogenannten Gleichstromwechselstrom-Transformers. Er wird mit Gleichstrom von etwa 55—64 Volt Spannung an den Klemmen der Maschine und 1,2—1,9 Ampère Stromstärke beschickt, bei der gewöhnlich verwendeten Belastung (vgl. weiter unten). Fig. 1 stellt die kleine Maschine schematisch in Vorderansicht (in  $\frac{1}{3}$  natürlicher Grösse) dar. Das aus aufeinander geschichteten Eisenlamellen bestehende Polgehäuse *PP* trägt unten die Grundplatte *GG*, nach innen vier radial verlaufende geblättrte Feldmagnete von kurzer gedrungener Gestalt, welche die Magnetisirungsspulen tragen. Dieselben sind paarweise neben- und die beiden Gruppen hintereinander so geschaltet, dass ein vierpoliges magnetisches Feld entsteht. Jeder Magnet trägt 10 Lagen von je 18 Windungen der 0,8 mm

dicken Erregerwicklung; der gesammte Widerstand der so angeordneten Feldwicklung beträgt  $1,81 \Omega$ . Innerhalb der bei Speisung mit dem Gleichstrome sich ausbildenden gesonderten vier magnetischen Kreise von erheblichem Inductionsflusse rotirt der Inductor *JJJ*, ein Trommelanker mit Serienwicklung.

Ueber die Enden der vier Feldmagnete sind geeignet ausgeschnittene übergreifende Bleche *ss* aus Eisen geschoben, welche zwischen sich nur schmale Unterbrechungen übrig lassen. Dabei steht die Breite der Pole und der Spulenwicklung zu dem Abstand der Mitten zweier benachbarter Pole in einem solchen Verhältniss, dass ein möglichst reiner sinoidaler Stromverlauf erzielt wird.

Die Feldmagnete können sowohl in Serie mit der Ankerleichstromwicklung gelegt, als auch gesondert gespeist werden; gewöhnlich geschah das erstere.

Die durch Glimmerzwischenlagen voneinander gut isolirten Ankerbleche enthalten am Rande 38 Einschnitte, in denen die 19 Abtheilungen der rechteckig gestalteten Windungen, acht innerhalb einer jeden Nuht, liegen. Die Enden der Abtheilungen sind nach den Lamellen des Collectors *CC* geführt. Von dieser Wicklung für den Gleichstrom, der die Maschine in Umdrehung versetzt, wird der Wechselstrom nach zwei Schleifringen an der Rückseite der Maschine abgezweigt.

Die Axe *A* wird von einem Lagerbock *LLL* getragen, welcher als halbkugelförmige Schale direct an das Polgehäuse *PP* angeschraubt und nur oben geöffnet ist. Dem in der Figur gezeichneten Lagerbock entspricht ein gleicher auf der Rückseite. Dadurch wird nicht nur ein sehr hoher Grad von Stabilität erreicht, sondern die inneren Theile der Maschine liegen auch sehr geschützt. Der vordere Lagerbock trägt innen einen Ansatz, auf dem der die Bürstenhalter *B<sub>1</sub> B<sub>2</sub>* tragende Ring sich bewegen lässt.

Die Lagerschalen sind kugelförmig ausgedreht, in ihr ruhen die beiden Kugellager, welche eine freie Drehbarkeit der Lagerbuchse ermöglichen.

Für eine möglichst vollkommene Ausbalancirung und eine sichere Bandagirung der Trommelwindungen, sowie eine gute automatische Schmierung der Lager (Ringschmierung) wurde

bei den erstrebten hohen Touren ganz besonders Sorge getragen. Bei Leerlauf ergaben sich folgende Tourenzahlen:

Bei Betrieb mit  
Gleichstrom von

28 Volt	5000 Touren in der Minute.			
43 "	10000	"	"	"
60 "	16000	"	"	"
75 "	20000	"	"	"

Bei der gewöhnlich vorhandenen Belastung hatte die Trommel *JJJ* von 5 cm Durchmesser eine mittlere Umdrehungszahl von 180 bis 200 in der Secunde, mithin eine Umfangsgeschwindigkeit bis zu 31 m/sec. Da die sonst angewandte Peripheriegeschwindigkeit bei Dynamomaschinenankern die Zahl von 15—20 m/sec nur selten übersteigt, so erkennt man, dass hier in der That besondere Maassnahmen getroffen werden mussten.

Auf dem vorderen Theil der Axe, der etwas aus dem Lager hervorragte, wurde ein kleiner Stahldrehspiegel von ca.  $1\frac{1}{2}$  cm<sup>2</sup> polirter Fläche direct aufgesteckt; seine Masse war völlig symmetrisch um die Axe vertheilt, sodass durch ihn kein Schleudern herbeigeführt wurde. Hr. Hummel hat zu der Maschine noch ein sehr leichtes, aber höchst stabiles Vorlege gebaut, dessen Scheiben ein Durchmesserverhältniss von 2:10 haben. Die Uebersetzung der Drehgeschwindigkeiten ist naturgemäss nicht ganz eine fünffache, da bei diesen grossen Tourenzahlen erhebliche Gleitungsverluste eintreten. Immerhin eignet sich die Maschine also auch zur Messung ausserordentlich kleiner Zeitintervalle, z. B. bei der Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes, der electrischen Entladung oder der Kathoden-, Lenard- oder Röntgenstrahlen. Die Umdrehungszahl der Maschine kann ziemlich sicher aus der Höhe des pfeifenden Tones, den sie giebt, durch Vergleich mit einer Zähsirene bestimmt werden.

Der beschriebene Transformer ruht auf Kautschuk und ist völlig in einen Kasten eingeschlossen, der nur ein seitliches Fenster zur Controle der Bürsten hat. Die Zuleitungen des Feld- und Ankerleichstromes sowie die Ableitungen des Wechselstromes sind isolirt durch den Boden des abhebbaren Kastens geführt.

Die Wechselstromniederspannung, welche die Maschine direct gab, betrug 32—35 Volt (effectiv), bei Stromstärken von 0,6 bis 1,5 effectiven Ampère (je nach der Belastung). Um die Gassäulen zu durchbrechen, musste dieser Strom etwa auf die 30—40fachen Spannungen transformirt werden. An Stromstärke bleibt dann noch immer genügend übrig.

#### Der Transformator.

Eine gewisse Schwierigkeit bietet die Transformation der hochfrequenten Ströme auf hohe Spannungen. Der Transformator muss bis zu einem gewissen Grade den speciellen Zwecken, zu dem man den Hochfrequenzstrom verwenden will, angepasst sein. Vor allem darf die Spannungscurve des transformirten Stromes nicht zu flach ausfallen, weil ein verdünntes Gas, welches zum Leuchten angeregt werden soll, einen bestimmten, hauptsächlich von seinem Drucke abhängigen Spannungsgradienten erfordert.

Tesla verwendete bei seinen Maschinen völlig eisenfreie Transformatoren. Eine grössere Sammlung von Kraftlinien war aber im vorliegenden Falle nothwendig. Nach orientiren den Vorversuchen mit einem kleinen Ringtransformator mit einem Mantel von Eisendraht, den mir Hr. Hummel freundlichst zur Verfügung stellte, wurden hauptsächlich Igeltransformatoren von gestreckter, kurzer Form mit offenem Eisenkreise verwendet; durch gute Untertheilung des Eisenkernes wurden die Störungen durch Wirbelströme möglichst herabgesetzt. Der eine Transformator *a* hatte folgende Dimensionen:

Ueber ein 28 cm langes, 3 cm dickes Bündel von 1 mm starken, gut ausgeglühten lackirten Eisendrahten ist die Primärspirale von je 278 Windungen in 4 Lagen, also zusammen 1112 Windungen eines 0,75 mm dicken Kupferdrahtes gewickelt; der Widerstand dieser Spule wurde zu 2,23  $\Omega$ , die Selbstinduction nach der Maxwell-Dorn'schen Methode zu 0,040 Erdquadranten bei der angewendeten Stromstärke bestimmt.

Die Windungszahl der secundären Spirale liess sich leider nach der Anfertigung nicht mehr direct bestimmen; ihr Widerstand wurde zu angenähert 9990  $\Omega$  gefunden. Ihr Selbstinductionscoefficient ergab sich (mit Eisenkern) zu rund 212 Erdquadranten. Das Transformationsverhältniss war etwa 1:50.

Ein anderer Transformator *b* von ganz ähnlicher Form, der bei einigen Versuchsreihen an Stelle von *a* verwendet wurde und sich als noch günstiger erwies, hatte einen Eisenkern, welcher aus 0,8 mm dicken, ausgeglühten Drähten von 53 cm Länge hergestellt war und eine Dicke von 3,2 cm hatte. Die Windungslänge der primären Wickelung betrug 27 cm; die Wickelung bestand aus 2 Lagen von je 220 Windungen. Der Widerstand der Niederspannungswickelung betrug 1,142  $\Omega$ , derjenige der Hochspannungswickelung 13550  $\Omega$ .

Wenn die Eisenverhältnisse bez. die Windungszahlen wesentlich andere waren, so wurde der grösste Theil der Primärenergie hauptsächlich für die Leistung der Hysteresisarbeit verwendet oder in Joule'sche Wärme verwandelt, für die Secundärleistung blieb dann nichts mehr übrig. Die weiter unten mitgetheilten Tabellen zeigen, wie gut im vorliegenden Falle die richtigen Verhältnisse getroffen waren, sodass nach der Transformation mehr als 80 Proc. der Hochfrequenzwechselstromleistung im secundären Kreise wieder gewonnen wurden, trotzdem der Transformator mit offenem magnetischen Kreise arbeitete und daher noch eine erhebliche Streuung besass.

Gelegentlich wurde auch mit einem Messtransformator der Doppel-*E*-Type mit völlig geschlossenem Eisenkreise gearbeitet von 100 primären und 2000 secundären Windungen, dessen Transformationsverhältniss also 1:20 war.

#### Das Ampèremeter.

Da das Transformationsverhältniss der Igeltransformatoren nur angenähert bekannt war, die Production der Maschine im Wechselstromkreise sich der Belastung anpasste, mit dieser also variirte, und die am leichtesten ausführbare Gleichstrommessung daher nur ein ungefähres Bild von der der Entladungsröhre wirklich zugeführten Secundärleistung geben konnte, so musste zum genaueren Studium der Anregungsbedingungen ein Messinstrument in Serie mit dem Entladungsrohr in den Secundärkreis des Transformators selbst aufgenommen werden. Einen so hochfrequenten und verhältnissmässig hochgespannten (bis ca. 2900 Volt) Wechselstrom direct zu messen, war nicht leicht, zumal die gesammte Energie so knapp bemessen war, dass nicht viel derselben durch die



Messung selbst verloren gehen durfte. Vor allem musste jede irgendwie beträchtliche Inductanz vermieden werden, welche den ganzen Strom gedrosselt hätte, und auch wegen der Isolation musste jedes Bedenken gehoben sein. Von den zahlreichen Formen, die in Vorschlag gebracht worden sind, eignete sich nur eine, welche von Heinrich Hertz beschrieben worden ist, im Princip ein Hitzdrahtampèremeter.<sup>1)</sup> Vorversuche mit kleineren Apparaten, welche sich eng an die Hertz'sche Construction, namentlich in den Dimensionen anschlossen, zeigten, dass für den vorliegenden Zweck doch einige Varia-

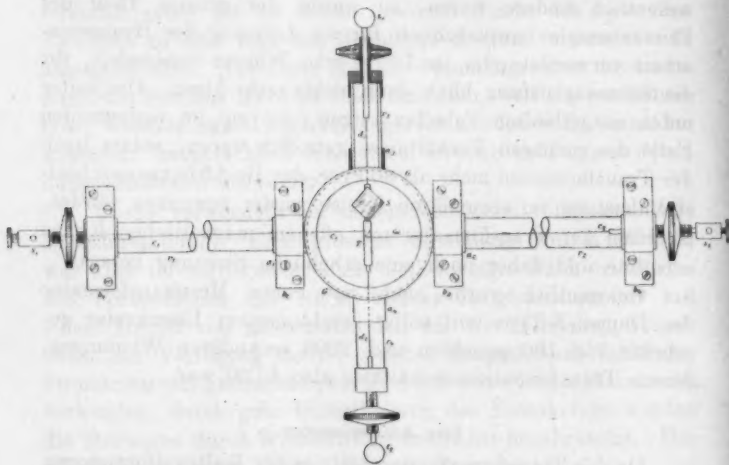


Fig. 2.

tionen nöthig waren; bei der Kleinheit der zu messenden Ströme (20—25 Milliampère im Maximum) mussten die Hitzdrähte länger sein. Dies erforderte wieder einen besonderen Schutz gegen Luftströmungen und so entstand schliesslich das in Fig. 2 schematisch dargestellte Instrument.

An ein rückwärts mit einem Hartgummiddeckel, nach vorn durch eine Spiegelglas- oder Glimmerplatte geschlossenes Gehäuse *GG* aus Ebonit sind vier kurze Rohrstutzen aus Hart-

1) H. Hertz, Zeitschr. f. Instrumentenk. 3. p. 17. 1883; Schriften 1. p. 227. 1895.



gummi,  $a_1$  bis  $a_4$ , angesetzt; in zwei derselben,  $a_1$  und  $a_2$ , sind längere Glasröhren  $r_1$  und  $r_2$ , in die beiden anderen,  $a_3$  und  $a_4$ , kürzere Röhren  $r_3$  und  $r_4$  eingekittet. Auf die freien Enden einer jeder dieser Röhren sind Messingkappen (vgl. die auf Röhre  $r_3$  sitzende, welche im Querschnitt gezeichnet ist) aufgekittet, welche axial cylindrisch durchbohrte, aussen mit Gewinde versehene und längsgeschlitzte Fortsätze tragen; auf dieselben sind flache Muttern aufgeschraubt, mittels deren bei  $r_1$  und  $r_2$  die mit Klemmschrauben versehenen Messingstäbchen  $s_1$  und  $s_2$ , bei  $r_3$  und  $r_4$  die Kugeln tragenden Stäbchen  $t_1$  und  $t_2$  in jeder beliebigen Stellung innerhalb der Fortsätze festgeklemt werden können. An die Stäbe  $t_1$  und  $t_2$  sind die kurzen Stahldrähte  $d_1$  und  $d_2$  gelöthet, welche an dem einen Spiegel  $S$  tragenden cylindrischen Messingstabe  $T$  genau axial befestigt sind. An dem Stabe  $T$  angelöthet und einmal um ihn herumgeschlungen sind ferner zwei je 19 cm lange Constantandrähte  $c_1$  und  $c_2$  von 0,03 mm Dicke, welche mit ihren anderen Enden an  $s_1$  und  $s_2$  angelöthet sind.

Der ganze Apparat ist mittels der Messingbügel  $b_1$  bis  $b_4$  auf einem starken Brette befestigt, welches an der Wand festgebolzt ist.

Durch Drehen der Stäbe  $t_1$  und  $t_2$  kann man den Drähten  $d_1$  und  $d_2$  eine gewisse Torsion und dadurch den Drähten  $c_1$  und  $c_2$  eine bestimmte Spannung ertheilen; durch Einreguliren an  $s_1$  und  $s_2$  kann man ferner dem Spiegel  $S$  eine bestimmte Stellung geben. Bei diesen Manipulationen wird man sehr wesentlich dadurch unterstützt, dass man die Messingstäbchen durch die Flachmuttern genau in der Stellung fixiren kann, in die man sie beim Einreguliren gebracht hat. Schickt man durch  $s_1$  und  $s_2$  den hochfrequenten Strom, so wird der Constantendraht warm und dehnt sich aus; die Torsionskraft der Stahldrähte  $d_1$   $d_2$  dreht den Messingstab und mit ihm den Spiegel um einen entsprechenden Betrag herum. Bei einem Scalenabstände von 2,44 m entsprach bei dem hier beschriebenen Instrumente einem Scalentheile (mm) ein Strom von 1,73 Milliampère.

Die Einstellung ist vollkommen aperiodisch. Die Pulsationen des Wechselstromes erfolgen so rasch, dass der Spiegel vollkommen ruhig steht und ganz scharfe Bilder giebt

(wenn Erschütterungen fern gehalten werden). Das Instrument konnte direct vor der Entladungsröhre in den secundären Kreis des Transformators gelegt werden, ohne dass irgend welche Veränderung in dem Aussehen der Entladung merklich wurde; der Widerstand des ganzen Drahtes betrug  $270 \Omega$ , seine Inductanz nur ca.  $730 \text{ cm}$ .

Da Glas und Constantan nicht den gleichen linearen thermischen Ausdehnungscoefficienten haben, so war die Nulllage während einer längeren Beobachtungsreihe nicht ganz constant; es wurden daher immer die Differenzen der Scalenwerthe unmittelbar vor und während der Entladung bei jedem einzelnen Versuche abgelesen; die Wurzeln aus diesen Differenzen mit 1,73 multiplicirt gaben die effective Stromstärke in Milliampères, welche während der Dauer der Entladung sehr nahe constant blieb.

#### Das Voltmeter.

Zur genauen Charakterisirung der das verdünnte Gas zum Leuchten anregenden electricen Schwingung war die Kenntniss der an den Electroden herrschenden effectiven Spannungsdifferenz in allen einzelnen Fällen unerlässlich. Daher musste dem Entladungsrohre ein geeignetes Voltmeter dauernd parallel geschaltet werden; denn es hatte sich gezeigt, dass es durchaus unzulässig ist, die Maximalamplitude etwa aus der Länge einer parallel geschalteten Funkenstrecke zu erschliessen, wie dies gelegentlich auch beim Arbeiten mit electricen Schwingungen geschehen ist.

Besondere Versuche hatten aber weiter ergeben, dass sowohl irgendwelche Nebenschlüsse zum Rohre, wie auch parallel geschaltete grosse Inductanzen oder Capacitäten das Leuchtphänomen erheblich stören und die Einzelheiten der Erscheinung wesentlich verändern. Die Art dieser Abänderungen ist sehr bemerkenswerth und soll noch einem näheren Studium unterworfen werden, da sie vielleicht Aufschluss über die eigenthümlichen, von Tesla den leuchtenden Gasen zugeschriebenen Inductanzeigenschaften, oder über die obenerwähnten Condensatorwirkungen einer Entladungsröhre, geben dürfte. Hier genügte es, die Bedingungen festzustellen, welche ein Spannungsmesser erfüllen muss, welcher den Einfluss der Schwingungen

auf das Gas in keiner Weise stört und doch eine genügende Genauigkeit darbietet. Auszuschliessen waren aus den genannten Gründen von vornherein die gewöhnlichen Hitzdrahtvoltmeter, welche immer etwas, wenn auch nur wenig Strom consumiren, sowie alle Anordnungen mit Spulen. Als sehr zweckmässig hat sich eine Anordnung erwiesen, wie sie ähnlich schon von Hrn. V. Bjerknes<sup>1)</sup> zum Studium electrischer Schwingungen benutzt wurde: Zwischen zwei kleinen, mit den Punkten, zwischen denen die Spannung gemessen werden soll, verbundenen Platten hängt an einem Quarzfaden unter  $45^\circ$  gegen die Platten geneigt ein mit Ablesespiegel versehenes Aluminiumblatt. Der Wurzelwerth aus der Winkeldrehung desselben giebt ein Maass für den effectiven Werth harmonisch mit der Zeit variirender Spannungen. In der Form, wie es Hr. Bjerknes benutzte, war das Instrument für den vorliegenden Zweck freilich noch nicht brauchbar. Mein Assistent, Hr. M. W. Hoffmann, und ich haben eine Voltmeterconstruction auf diesem Principe ausgearbeitet, welche allen Anforderungen genügt und sich bei einem Gebrauche während eines Jahres sehr gut bewährt hat.<sup>2)</sup> Der hier vor allem in Betracht kommende Vortheil dieses Instrumentes liegt darin, dass es mit vollkommen ungeschlossenem Strome arbeitet und eine Capacität hat, welche selbst gegen diejenige kleiner Entladungsröhren vollkommen verschwindet. Wir haben uns auch davon überzeugt, dass das Instrument noch functionirt, wenn man es an Stelle des etwas subtilen Quarzfadens mit einem dünnen Metalldrahte, der das Aluminiumblatt trägt, versieht.

#### Versuche.

1. *Aussehen der Gasentladung bei Erregung durch hochfrequenten Wechselstrom.* — Ehe auf die quantitativen Beziehungen eingegangen werden soll, mögen einige Bemerkungen allgemeinerer Art vorausgeschickt werden. Um die Bedingungen möglichst einfach und übersichtlich zu gestalten, wurden vorwiegend Entladungsröhren der einfachsten Form verwendet;

1) V. Bjerknes, Wied. Ann. 48. p. 594. 1893.

2) Vgl. H. Ebert u. M. W. Hoffmann, Zeitschr. f. Instrumentenk. 18. p. 1. 1898, woselbst die nähere Beschreibung sowie Angaben über Empfindlichkeit, Messbereich etc. gegeben sind.

enge Capillaren waren zu vermeiden, weil in ihnen die Erhitzung sehr erheblich wurde, sodass die Gefahr bestand, dass Dämpfe und Verunreinigungen von den Glaswänden losgelöst wurden.

Weil verhältnissmässig grosse Mengen von Energie zugeführt wurden, so mussten auch die Electroden grosse Flächen haben.

Am besten bewährten sich weite, cylindrische, an den Enden völlig symmetrisch gestaltete Röhren mit kreisscheibenförmigen Aluminiumelectroden; im Folgenden wurde verwendet:

*Röhre A*, 40 cm lang, 2,5 cm weit, mit Electroden von 2,0 cm Durchmesser in 33,9 cm gegenseitigem Abstände;

*Röhre B*, ebensoweit, aber nur 22 cm lang; die völlig gleich beschaffenen Electroden waren nur 16,8 cm voneinander entfernt, also war der Electrodenabstand hier sehr nahe nur halb so gross wie bei *A*;

*Röhre C*; um auch complicirtere Röhrenformen unter der Wirkung des Wechselstromes untersuchen zu können, waren bei dieser Röhre *C* an 8 cm weite, kugelförmig gestaltete Electrodenräume mit je einer Aluminiumscheibe von 2,5 cm Durchmesser verschieden lange Stücke verschieden weiter Röhren in symmetrischer Anordnung angesetzt und zwar zwei Stücke 30 cm lang, 1,0 cm weit, zwei weitere 27 cm lang, 1,8 cm weit, zwei Stücke 44 cm lang, 0,5 cm weit, zwei Stücke 25 cm lang und 2,9 cm weit und ein dazwischen liegendes 52 cm langes, 1,0 cm weites Verbindungsstück, sodass der Electrodenabstand 304 cm betrug. Damit die über 3 m lange Röhre nicht zu unhandlich wurde, war sie U-förmig gebogen, sodass die Electrodenräume dicht nebeneinander zu liegen kamen.

Evacuiert wurde theils mit einer automatischen Pumpe nach Raps von Stuhl in Berlin, theils mit einer Töpler-Hagen'schen Pumpe von Geissler's Nachfolger in Bonn; die Drucke wurden mit einem einfachen MacLeod-Manometer, später mit einem solchen Kahlbaum'scher Construction von Kramer in Freiburg gemessen.

Das *Entladungsbild* war in allen Fällen ein vollkommen symmetrisches; an *beiden* Electroden erschienen die drei Kathodenschichten (die der Electrode unmittelbar anliegende, bei Luft orangefarbene Schicht, der [Hittorf'sche] Dunkel-

raum und die bei Luft bläuliche Glimmlichtschicht). Das Anodenlicht war von der Electrode scheinbar ganz verschwunden. Dasselbe lagerte, bei Luft röthlich gefärbt, zwischen den Glimmlichtern. Dabei war das von allen einzelnen Theilen ausgesandte Licht ein ausserordentlich intensives; bei dem Rohre *C* ist die gesammte ausgegebene Lichtmenge schon völlig mit dem einer 16kerzigen Glühlampe vergleichbar. Dabei ist das Licht völlig ruhig. Das lästige Flackern, welches das Studium der Inductoriumentladungen so sehr ermüdend und unsicher macht, fällt hier ganz fort. Aus beiden Gründen eignet sich die vorliegende Art, Gase zum Leuchten zu bringen, vorzüglich auch zu spectralanalytischen Studien oder zur Herstellung homogener Lichtarten durch Ausblenden bestimmter Linien, z. B. der grünen  $\text{Hg}_\alpha$ , welche bei niederen Drucken in Gegenwart einiger Tropfen Quecksilber sehr intensiv wird.

*Schichten* bilden sich bei den überall gleichweiten cylindrischen Röhren erst unterhalb eines gewissen Druckes aus; in Röhre *C*, welche ungleich weite Theile besitzt, sind sie bei allen Drucken vorhanden. Auch die Schichten stehen vollkommen ruhig, sodass man sehr scharfe Photogramme erhält, die man mit grosser Sicherheit ausmessen kann. Die Schichtabstände gehorchen hier nicht dem einfachen Gesetze, welches Hr. Goldstein für den Fall verschieden weiter Theile desselben Entladungsrohres bei verschiedenen Gasdrucken aufgestellt hat.<sup>1)</sup>

In dem Entladungsbilde lagern sich zwei Einzelentladungen von entgegengesetzter Richtung übereinander. Die Analyse im *Drehspiegel* giebt folgende weitere Aufschlüsse:

a) Jede Entladung ist ein völlig einheitliches Gebilde; Partialentladungen sind bei den genannten Röhren nicht zu erkennen.

b) Die einzelnen Entladungsbilder sind durch völlig schwarze, wenn auch äusserst schmale Zwischenräume voneinander getrennt, die Entladungen sind also discontinuirlich und die luminescirenden Gase zwischen den einzelnen Entladungen ganz dunkel. Nur bei tiefen Drucken, bei denen auch die innerste, der Electrode unmittelbar anliegende sogenannte erste

1) E. Goldstein, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin. p. 876. 1881.

Kathodenschicht deutlich entwickelt ist, scheinen die Electroden continuirlich mit Licht bedeckt zu sein. Es lässt sich dann erkennen, was schon bei höheren Drucken angedeutet ist, dass das auf der Electrode unmittelbar aufsitzende Anodenlicht in das Licht der ersten Kathodenschicht übergeht. Dies stimmt mit den Angaben anderer Forscher überein, welche darauf hindeuten, dass diese erste Glimmlichtschicht einen Rest von Anodenlicht darstellt, oder diesem doch nahe verwandt ist. Nachdem Hr. Graham gezeigt hat, dass innerhalb des Hittorf'schen dunklen Raumes unmittelbar vor der Electrodenfläche noch einmal ein deutlich ausgesprochener Vorzeichenwechsel im Potentialgradienten eintritt, wird diese eigenthümliche Erscheinung verständlicher. Auch das Spectrum weist bei allen Gasen, die ich daraufhin untersucht habe, auf eine nahe Verwandtschaft mit dem Anodenlichte hin.

Bei der Erregung durch hinreichend rasche electriche Schwingungen bleibt daher die Anodenerscheinung auf der Electrode selbst *deshalb* unsichtbar, weil sie mit der ersten Kathodenschicht in ihrer Ausbreitung zusammenfällt, also bei der Uebereinanderlagerung vollständig durch diese verdeckt wird. Dass aber dieses Licht auch *nach* erfolgtem Zeichenwechsel, wenn also die betreffende Electrode wieder positiv geworden ist, wesentlich auf diese eng begrenzte Schicht zusammengedrückt bleibt und sich nicht in den Raum hinein verbreitet, der *vorher* von dem dunklen Kathodenraume eingenommen war, deutet auf eine Nachwirkung der Kathodenphänomene über die Dauer ihrer sichtbaren Erscheinung hinaus, für die ich demnächst noch weitere Anhaltspunkte zu erbringen hoffe.

2. *Energieconsum, Leistung und Wirkungsgrad des Gleichstromwechselstrom-Transformers.* — Von den vielen Fragen quantitativer Natur, zu deren Inangriffnahme die hier getroffene Anordnung geeignet erscheint, verdient in erster Linie diejenige nach der bei der Entladung consumirten electriche *Energie* Beachtung. Wenn auch für gleichgerichtete Entladungen gelegentliche Angaben hierüber vorkommen, für electriche Schwingungen liegen meines Wissens nur einige wenige Bestimmungen von Hrn. E. Wiedemann und mir selbst<sup>1)</sup>,

1) H. Ebert u. E. Wiedemann, Wied. Ann. 49. p. 23. 1893.



sowie von Hrn. Spiess vor.<sup>1)</sup> Die aus den erstgenannten sich ergebenden Werthe können ihrer Ableitung nach nur als vorläufige Schätzungen der Grössenordnung gelten; letztgenannte Untersuchungen beziehen sich auf den Fall von Entladungen eines Teslasystems, also auf Entladungsbedingungen, welche von den hier zu Grunde gelegten erheblich abweichen. Es genügt aber nicht, den in das Entladungsrohr selbst hineingegebenen und hier in andere Energieformen umgesetzten Wattconsum zu messen; um das Zusammenwirken aller einzelnen Theile der Anordnung übersehen zu können, müssen wir der Energietransformation von Anfang an folgen und beginnen daher mit dem dem System zugeführten Gleichstrom-effecte.

Die folgende Tabelle enthält die Ergebnisse zweier Messungsreihen über den Wirkungsgrad  $\eta$  des Gleichstromwechselstrom-Umformers und zwar auch ausserhalb der Grenzen, in denen er bei dem Studium der Gasentladungen vorwiegend benutzt wurde. Dabei war die Maschine im Wechselstromkreise durch verschiedene inductionsfreie Widerstände belastet<sup>2)</sup>.

Aus diesen Vorversuchen war zu ersehen, in welcher Weise der Wirkungsgrad zunahm, je kleiner die Belastung gewählt wurde, und dass bei einer gegebenen Belastung der Wirkungsgrad sich steigern liess, wenn höhere Voltzahlen zum Betriebe verwendet wurden. In Kiel wurde die Maschine mit Accumulatorenstrom gespeist; meist wurde mit 55 Volt gearbeitet; in München liess sich die Maschine direct an die Lichtleitung der Centrale der k. Technischen Hochschule anschliessen, die dauernd 64 Volt hielt. Der gewöhnliche Stromconsum betrug dann 1,5 bis 2,0 Ampère. Bei den üblichen Preisen für electrische Energie (Kilowattstunde 60 Pfennige) sind also die Consumkosten rund 7 Pfg. pro Stunde, also sehr gering. Ein Inductorium z. B. arbeitet viel unökonomischer, schon weil es nicht direct an die Centrale angeschaltet werden kann, und man daher vorher Spannung vernichten muss. Ferner fällt der Unterbrecher und die durch ihn bedingte Energieverwüstung fort.

1) P. Spiess, Inaug.-Diss. p. 46. Kiel, 1896.

2) Die Messungen wurden in dem Versuchslaboratorium des Hrn. Hummel in München angestellt.



Tabelle 1.

Gleichstrom		Wechselstrom				
Ampère	Watt	Ohm	Volt	Watt	Ampère	n
1. Bei 50 Volt Gleichstrom:						
1,05	52,5	2385	33	0,46	0,014	0,009
1,07	53,5	1193	33	0,9	0,028	0,017
1,07	53,5	545	33	2	0,06	0,038
1,08	54	350	33	3,1	0,095	0,058
1,08	54	207	32	4,9	0,155	0,09
1,1	55	145	32	7	0,22	0,13
1,13	56,5	113	32	9	0,28	0,16
1,2	60	70	31	13,8	0,45	0,23
2. Bei 60 Volt Gleichstrom:						
1,2	72	2385	41	0,7	0,017	0,01
1,22	73	1193	40	1,35	0,034	0,019
1,22	73	545	40	3	0,074	0,04
1,25	75	350	39	4,4	0,112	0,06
1,25	75	207	39	7,4	0,189	0,10
1,26	75,5	145	39	10,5	0,27	0,14
1,27	76	113	39	13,2	0,35	0,17
1,32	79,2	70	39	22	0,56	0,28

3. Zusammenwirken des Gleichstromwechselstrom-Umformers mit dem Hochspannungstransformator bei Leerlauf und bei Belastung mit Entladungsröhren. — Um alle Verhältnisse übersehen zu können, wurden in jedem der drei Stromkreise die Spannungen und Stromstärken gemessen, im primären Wechselstromkreise ausserdem der Stromeffect. Hierzu dienten die folgenden *Messinstrumente*<sup>1)</sup>:

a) im Gleichstromkreise

Voltmeter }  
Ampèremeter } der Weston-Company,

1) Bei den Messungen selbst hat mich mein College, Hr. C. Heinke, Docent an der technischen Hochschule in München, aufs Freundlichste unterstützt, wofür ich ihm auch öffentlich meinen besten Dank aussprechen möchte.

## b) im Wechselstromkreise

## α) im Niederspannungskreise

Voltmeter } Hitzdrahtinstrumente von Hartmann  
 Ampèremeter } und Braun.

Wattmeter, direct zeigendes Weston-Instrument,

## β) im Hochspannungskreise

das Plattenvoltmeter p. 774.

das Hitzdrahtampèremeter p. 772.

*Maschine ohne Transformator.* Bei 64 Volt Spannung an den Gleichstromklemmen und Serienschaltung von Feldmagneten und Anker consumirte die Maschine 1,4 Ampère, also 90 Watt. Diese Arbeit wird hauptsächlich zur Herstellung des Feldes, der Ueberwindung der Reibung und der electromotorischen Gegenkraft im rotirenden Anker verwendet. Wenn auch die Tourenzahl der Maschine nicht völlig von der Belastung unabhängig war, so können wir doch voraussetzen, dass diese Arbeit in allen folgenden Fällen etwa dieselbe ist, und sie daher von der gesammten zum Betriebe nöthigen Wattzahl abziehen um die Wechselstromleistung zu erhalten.

*Maschine mit offenem Transformator.* Verwendet wurde Transformator b, p. 771. Es ergaben sich

## a) im Gleichstromkreise

64 Volt 1,5 Ampère, also 96 Watt;

## b) im Wechselstromniederspannungskreise

36,5 Volt, 0,265 Ampère und 1,25 direct angezeigte Watt.

Zur Erregung des Wechselstromes in dem primären Kreise des Transformers müssen also der Maschine ca. 6 Watt Gleichstrom mehr als bei Nichtbelastung zugeführt werden. Die Leerlaufarbeit 1,25 wird erstens in Joule'sche Wärme verwandelt; der hierauf entfallende Betrag ist, da der Widerstand der Primärwicklung nach p. 771 gleich  $1,142 \Omega$  ist, 0,080 Watt. Der Rest von 1,17 Watt wird auf Hysteresisarbeit verwendet. Diesen Betrag müssen wir im Folgenden von der hauptsächlich am Wattmeter beobachteten und um die entsprechende Joule'sche Wärme verminderten Wechselstromarbeit abziehen, um den zur Transformation wirklich zur Verfügung stehenden Vorrath an Energie zu erhalten. Derselbe ist aber bei den verschiedenen Belastungen nicht genau der gleiche, schon weil die Periodenzahl etwas schwankt. Mit hinreichender Genauigkeit können

wir ihn aber bei den folgenden Versuchen zu rund 1 Watt annehmen.

Das Product der beobachteten Spannung und Stromstärke ist gleich 9,67, also erheblich grösser als der thatsächlich beobachtete Effectwerth 1,25. Dies ist ein Zeichen, dass eine sehr erhebliche Phasendifferenz zwischen Strom und Spannung auftritt, die, wenn sie genau  $90^\circ$  betrüge, den Wechselstrom zu einem wattlosen Strom machen würde. Aus der Beziehung

$$A_{\text{beobachtet}} = v_{\text{eff.}} \times J_{\text{eff.}} \cos \varphi$$

können wir auf Grund der Beobachtungsdaten die Phasenverschiebung berechnen; sie ergibt sich zu

$$\varphi = 82^\circ 34'.$$

*Wattverbrauch in der Hochspannungsleitung.* Als die mit Kautschuk überzogenen, ausserdem noch durch Glasröhren geschützten, zum Theil an der Wand entlang geführten Zuleitungen zum Vacuumrohr angeschlossen wurden, sanken die Werthe für  $v$  und  $J$  im Niederspannungskreis auf 36,0 bez. 0,23. Der Wattverbrauch stieg um 1,59; wenn ausserdem das Plattenvoltmeter angeschlossen wurde um 1,69 Watt, Stromstärke und Spannungen blieben ungeändert 0,23 bez. 36,0. Es sind also bei allen folgenden Messungen ausser den obengenannten Abzügen immer noch diese 1,7 Watt in Abrechnung zu bringen.

*Maschine mit Transformator, der auf Entladungsröhren arbeitet.* Ich führe hier zunächst die Versuche mit dem p. 771 erwähnten Messtransformator an, weil bei ihm das Uebersetzungsverhältniss genau bekannt war (1 : 20). Bei den beiden cylindrischen gleichweiten mit verdünnter trockener Luft gefüllten Entladungsröhren  $A$  und  $B$  ergaben sich bei demselben Gasdruck (Dicke des Kathodendunkelraumes etwa 2,5 mm) die folgenden Zahlen:

Tabelle 2.

Entladungsröhre	Gleichstrom			Wechselstrom							
				Niederspannungskreis					Hochspannungskreis		
	Volt	Ampère	Watt	Volt	Ampère	Beobachtete Watt	$v_{\text{eff.}} \times J_{\text{eff.}}$	Phasendifferenz	Volt	Ampère	$v_{\text{eff.}} \times i_{\text{eff.}}$
A	64	1,62	104	35,0	0,61	12,0	21,3	$55^\circ 42,5'$	740	0,0068	5,0
B	64	1,68	108	35,0	0,65	19,3	22,7	$31^\circ 45'$	710	0,0119	8,5

Bemerkenswerth ist hierbei vor allem, dass die Secundärspannungen in beiden Fällen etwas höher sind, als dem Transformationsverhältnisse entsprechen würde. Dies ist ein Anzeichen dafür, dass auch in dem secundären, das Entladungsrohr enthaltenden Kreise eine Phasendifferenz  $\varphi'$  Platz greift. Ihre Grösse wollen wir aus späteren Beobachtungen ableiten; wichtig ist zunächst, den *Sinn* der Verschiebung zwischen Strom und Spannung festzustellen. Zeichnet man das entsprechende Vektorendiagramm, welches hier, um Platz zu sparen, weggelassen ist, so erkennt man, dass der *Strom der Spannung vorausleilt*. Dies deutet darauf hin, dass ein *Entladungsrohr den Schwingungen gegenüber wie ein Condensator wirkt*. Die Condensatorwirkung ist je nach der Entwicklung der Dunkelräume eine verschiedene (vgl. w. u. p. 788).

4. *Energieverbrauch in verschiedenen Entladungsröhren bei verschiedenen Drucken.* — Die Belastung, welche eine in den Hochspannungskreis eingeschaltete Entladungsröhre herbeiführt, ist je nach ihrer Gestalt, Grösse und dem Gasdruck, sowie der Natur des leuchtenden Gases eine sehr verschiedene. Einen Ueberblick hierüber giebt die Tab. 3.

Zur Charakterisirung des Gasdruckes wurde einfach die Dicke  $a$  des Kathodendunkelraumes verwendet.

Da 96 Watt die Leerlaufarbeit der an den Transformator angeschlossenen Maschine war, so erkennt man, dass in den vier hier aufgeführten Fällen 18, 16, 16 bez. 20 Watt mehr in die Maschine eingeführt werden mussten, um das Entladungsrohr zu speisen. Dass im letzten Falle die im primären Wechselstromkreise erscheinende Arbeit von 27,0 Watt die Leerlaufarbeit von 1,25 (vgl. oben p. 781) um ca. 26 Watt übertrifft, also hier scheinbar 6 Watt mehr auftreten, als dem Gleichstromkreise mehr zugeführt wurden, enthält keinen Widerspruch gegen das Energieprincip; in diesem Falle war die Maschine etwas günstiger belastet und ihr Wirkungsgrad war erhöht, sodass die obige Zahl für die Leerlaufarbeit hier keine Anwendung mehr findet. Die wirklich zur Transformation gelangende Wattzahl (10. Columne) wird erhalten, wenn man von den direct gemessenen primären Watt (7. Columne) die auf Joule'sche Wärme in der Primärwicklung und das eine auf Hysteresisarbeit verwendete Watt (p. 784) abzieht.

Tabelle 3.  
Transformator b.

Entladungsröhre	Gleichstrom			Wechselstrom								Hochspannungskreis				
	Volt	Ampère	Watt	Volt	Ampère	Beobachtete Watt	Verlust an Joule'scher Wärme in der Primärwicklung	Hysteresisarbeit	Zur Transformation bleiben verfügbar	$v_{eff.} \times J_{eff.}$	Phasendifferenz $\varphi$	Volt	Ampère	Verlust an Joule'scher Wärme in der Sekundärwicklung	$V_{eff.} \times i_{eff.}$	Für die Röhre verbleiben $e$
A bei hohem Druck ( $d = 1,5$ mm)		64	1,78	114	32,0	1,4	18,9	2,2	1,0	15,7	45 65 <sup>10</sup>	1155	0,01309	2,3	15,1	11,7
A bei etwas niedrigerem Drucke ( $d = 2,5$ mm)		64	1,76	112	32,0	1,4	16,5	2,2	1,0	13,3	45 65 20	958	0,01337	2,4	12,8	9,2
B bei denselben Drucke ( $d = 2,5$ mm)		64	1,76	112	32,0	1,4	14,5	2,2	1,0	11,8	45 71 12	762	0,01368	2,5	10,4	7,1
C		64	1,81	116	33,0	1,06	27,0	1,3	1,0	24,7	35 50 20	den genauem Messbereich übersteigend (etwa 2200)	0,01000	1,4	(etwa 22)	21,6

Von dem transformirten Effect ist erstens die in der Secundärwickelung auftretende Joule'sche Wärme abzuziehen und zweitens die 1,7 Watt, welche nach p. 782 in der Leitung verloren gehen. Auf diese Weise werden die Zahlen der letzten Columne erhalten, welche den electrischen Effect  $e$  angeben, welcher wirklich auf das Entladungsrohr wirkt. Er ist bei dem langen Rohre  $C$  sehr gross; hier wird ein sehr grosser Theil der überhaupt transformirten Energie zum Erregen des Rohres selbst verwendet; bei kürzeren Entladungsrohren ist dieses Verhältniss ungünstiger; die Stromstärke ist hier erheblicher, ein grosser Theil der Energie erwärmt die secundäre Wickelung. Man sieht aber auch, dass der Energieconsum eines Entladungsrohres wesentlich vom Gasdrucke abhängt. Um über den Gang dieser Erscheinung genaueren Aufschluss zu erhalten, habe ich ein grosses Beobachtungsmaterial gesammelt, das ich demnächst gesondert zu publiciren gedenke. Hier mögen die folgenden Andeutungen genügen.

Sowohl bei hohen Drucken, bei denen die Gassäule eben durchbrochen wird, und die Entladung einsetzt, wie bei sehr niederen ist die Spannung an den Electroden sehr hoch, die Stromstärke gering; bei einem gewissen mittleren Drucke erreicht erstere ein Minimum, letztere bei demselben Gasdrucke ein Maximum.<sup>1)</sup> Hand in Hand damit geht bei abnehmendem Drucke (nach einer kleinen Steigerung bei hohem Drucke) zunächst ein Abnehmen des Productes der Volt und Ampères bis zu jenem Umkehrpunkte hin, dann ein Zunehmen<sup>2)</sup> bis zu einem Maximum; bei sehr niedrigen Drucken, bei denen schliesslich gar keine Entladungen durch das Rohr mehr hindurchgehen, nimmt dann die verbrauchte Energie wieder bis zu Null ab.

1) Ein solches gleichzeitiges Umkehren von Spannung und Stromstärke haben auch die Herren H. Paalzow und F. Neesen bei ihren Untersuchungen der Batterieentladungen durch verdünnte Gase beobachtet (Wied. Ann. 56. p. 289. 1895).

2) Dieses Abnehmen der electrischen Energie bis zu einem Minimum bei einem bestimmten Drucke und dann das Wiederzunehmen des Wattverbrauches geht ganz parallel der Gesamterwärmung des Rohres oder der Erwärmung der Kathode, wech letztere bei dem Ueberwiegen der Kathodenerscheinung in unseren Entladungsrohren das Bestimmende ist; vgl. E. Wiedemann, Wied. Ann. 10. p. 214 u. 226. 1880.



Inwieweit sich die Maschine diesen wechselnden Belastungen anzupassen vermag und die Belastungsschwankungen in dem secundären Transformatorkreise sich auf den Gleichstrom übertragen, zeigt die

Tabelle 4.  
Transformator a.

	Gleichstrom			Wechselstrom secundär			Gasdruck
	Volt	Amp.	Watt	Volt	Amp.	$V \times i$	
Röhre A	61,0	1,7	103,7	1232	0,0000		sehr hoch
	61,0	1,9	115,9	779	0,0066	5,1	ca. 5,8 mm
	60,8	2,0	121,6	444	0,0116	5,2	1,34
	60,9	1,9	115,7	663	0,0064	4,2	0,147
	61,1	1,7	103,9	1022	0,0017	1,7	0,061

Der oben beschriebene Gang in dem Wattverbrauch der Röhre setzt sich in den Gleichstromkreis hinein fort. Es wird von der Maschine also nichts zwecklos producirt, sie passt sich vielmehr den wechselnden Belastungen vollkommen an. Dabei ist gerade in dem Druckbereiche, in dem die Gasentladungen besonders charakteristische Erscheinungen zeigen, für welchen die Anordnung also hauptsächlich verwendet wird, das Güteverhältniss der Transformation ein ganz besonders günstiges (vgl. auch Tab. 3).

Vor allem geht auch nach Tab. 2, 3 und 4 der Mehrbedarf im Gleichstromkreise herab, wenn etwa durch fortgesetzte Evacuation der Wattverbrauch im Entladungsrohre sich vermindert.

Zur Charakteristik der Leistungen der Gesamtanordnung mögen endlich noch die folgenden Angaben dienen: Wurde die secundäre Leitung des Transformators, welche, wenn sie offen war, also bei Leerlauf und bestimmter Tourenzahl 1592 Volt Spannung zeigte, durch einen Condensator von 2,80 Mikrof. geschlossen, so ergab sich eine Ladestromstärke von 26,3 Milliamp. bei einer effectiven Klemmenspannung von 66 Volt; dabei wurde die Tourenzahl des Generators durch diese Belastung um mehr als die Hälfte herabgedrückt. Kurzschluss im secundären Kreise ergab 25,7 Milliamp. Stromstärke; die Klemmenspannung war dabei



so herabgesetzt, dass sie nicht mehr messbar war. Ein Graphitwiderstand ergab die Stromstärke Null; die Spannung war dieselbe wie bei offenem Kreise.

5. *Berechnung der Phasendifferenz zwischen Strom und Spannung in einem durch electrische Schwingungen erregten Entladungsrohre.* — Das Product von Spannung und Stromstärke giebt bei einem von Wechselströmen durchflossenen System nur dann die in demselben vorhandene Energie, wenn die Phasendifferenz zwischen den beiden genannten Grössen Null ist. Bereits oben (p. 783) wurde aber darauf hingewiesen, dass dies bei einer Entladungsrohre offenbar nicht der Fall ist; ein leuchtendes Gas leitet zwar, es leitet, wie es scheint, auch wie ein Leiter von nicht grösserer oder kleinerer Selbstinduction, als der geometrischen Gestalt der Leitungsbahn und der magnetischen Permeabilität des umgebenden Mediums entspricht, es wirkt aber auf einen Wechselstrom wie ein Leiter mit nicht unerheblicher Capacität. Durch dieselbe tritt eine Phasenverschiebung  $\varphi'$  auch in dem secundären Kreise und zwar derart ein, dass die Stromwelle in der Phase vorgezogen wird und die Spannungswelle zurückbleibt. Die Zahlen der Tab. 3 gestatten  $\varphi'$  zu berechnen, da wir das Product der Effectivwerthe einerseits, die dem Rohre selbst zugeführte Effectivgrösse andererseits kennen. Die untenstehende Tabelle 5 giebt die Resultate, die Folgendes erkennen lassen:

Die Phasendifferenz wächst (innerhalb des untersuchten Druckintervalles) mit abnehmendem Drucke; sie ist bei der kurzen cylindrischen Röhre *B* grösser als bei der gleichweiten doppelt so langen Röhre *A*; bei der sehr langen Röhre *C* ist sie sehr klein, die Voltampères stellen sehr nahe auch den wirklichen Wattverbrauch dar.

Tabelle 5.

Phasendifferenz $\varphi'$ bei Röhre			
<i>A</i>		<i>B</i>	<i>C</i>
hoher Druck ( $d = 1,5$ mm)	niederer Druck ( $d = 2,5$ mm)	niederer Druck ( $d = 2,5$ mm)	
39° 13'	44° 3'	46° 56'	sehr klein

Dieses Resultat stimmt mit der Thatsache überein, dass die Spannung an den Elektroden zunächst durch einen das

vorgelegte Hitzdrahtampèremeter passirenden Strom, einen Ladestrom, auf eine gewisse Höhe gebracht werden muss, ehe die Entladung und damit der Spannungsausgleich stattfindet. Das Auftreten der Phasendifferenz  $\varphi'$  bringt die Condensator-natur eines mit leuchtendem Gase erfüllten Raumes, sowie die Capacitätseigenschaften desselben am deutlichsten zum Ausdruck. — In einer späteren Arbeit soll die Wärmeentwicklung in Entladungsröhren unter der Einwirkung der ungedämpften Schwingungen discutirt und im Anschlusse daran die absolute Bestimmung der Capacitätsgrösse selbst versucht werden.

Die vorliegenden Untersuchungen dürften zeigen, dass der hochfrequente Wechselstrom bei dem Studium der Gasentladungen ein wichtiges Hilfsmittel zu werden vermag. —

Zum Schlusse möchte ich nicht verfehlen, Hrn. Dr. W. Hoffmann für seine Unterstützung bei dieser Arbeit meinen besten Dank zu sagen.

München, Phys. Inst. d. Techn. Hochschule, Juli 1889.

(Eingegangen 12. Juni 1893.)

6. Ueber die Abhängigkeit der Capacität  
eines Condensators von der Frequenz der benutzten  
Wechselströme; von Julius Hanauer.

Für das Jahr 1894/1895 hatte die philosophische Facultät der Universität Würzburg die Preisaufgabe gestellt:

„Die Dielectricitätsconstante einiger Substanzen hat sich verschieden ergeben, je nach der Schwingungszahl der zur Bestimmung dieser Constante angewandten Wechselströme. Es ist durch Versuche festzustellen, ob diese Erscheinung als eine Dispersion electricischer Wellen aufzufassen ist oder nicht.“

Die im Folgenden mitgetheilten Versuche sollen einen Beitrag zur Lösung der Frage liefern.

I. Methoden.

In der nebenstehenden Brückenordnung (Fig. 1) sei  $c_1$  ein Condensator mit einem beliebigen festen oder flüssigen Dielectricum,  $c_2$  ein Luftcondensator,  $w_3$  und  $w_4$  reine<sup>1)</sup> Widerstände; zwischen  $w_3$  und  $w_4$  befinde sich ein Messdraht mit Schleifcontact ( $s$ ). In der Brücke liege ein Telephone ( $T$ ); der Strom werde von einem Inductorium mit Wagner'schem Hammer geliefert.



Fig. 1.

Dann erhält man im Telephone meist kein vollständiges Verschwinden des Tones: Die Minima von Grundton und Obertönen liegen nebeneinander auf dem Messdraht. Diese Erscheinung kann verursacht sein durch

1. eine thatsächliche Verschiedenheit der Dielectricitätsconstante mit der Schwingungszahl,
2. Energieverluste im Dielectricum; diese können ihren Grund haben in

1) Ohne Selbstinduction, Capacität und Polarisation.

- $\alpha$ ) Rückstandsbildung,
- $\beta$ ) der Wirkung der Polarisaton,
- $\gamma$ ) dem Einfluss der Leitfähigkeit.

Arbeitet man aber anstatt mit einem beliebigen Wechselstrom, der eine Summe von Sinusströmen ist, mit einem einfachen Sinusstrom, so muss im Falle 1, wenn also eine Verschiedenheit der Dielectricitätsconstante mit der Schwingungszahl vorliegt, ein vollständiges Verschwinden des Stromes im Telephon eintreten, für wechselnde Tonhöhen ändert sich die Stelle auf dem Messdraht, an der das Telephon schweigt.

Findet jedoch ein Energieverlust irgend einer Art in dem Dielectricum statt (Fall 2), so erhält man auch bei sinusförmiger Schwingung an keiner Stelle des Messdrahtes ein Verstummen des Telephons, sondern nur ein Minimum des Tones.

Falls 1. und 2. gleichzeitig auftreten, erhält man nur Minima, für verschiedene Tonhöhen an immer anderen Stellen, wie oben bereits gesagt wurde.

Jedoch gelingt es, unter Anwendung eines einfachen Sinusstromes, stets ein völliges Verschwinden desselben in der Brücke zu

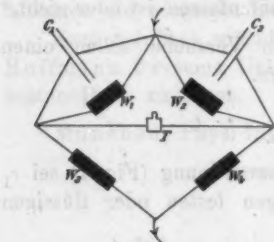


Fig. 2.

erreichen, indem man den Vergleichszweig 2 in passender Weise abändert.

I. Man kann nach Oberbeck<sup>1)</sup> einen reinen Widerstand  $w_2$  zum Luftcondensator  $c_2$  parallel schalten (Fig. 2). Für jede Schwingungszahl wird es einen reinen Condensator und parallel geschalteten reinen Widerstand geben, durch welche der zu untersuchende Condensator ersetzt werden kann. Diese „ersetzenden“ Grössen findet man bei dieser Schaltung direct, da  $c_2$  und  $w_2$  bekannt sind. Die Bedingungen für das Verschwinden des Brückenstromes lauten, wenn  $w_2 = w_1$  gemacht wird

$$(1) \quad c_1 = c_2, \quad w_1 = w_2.$$

Hierbei ist  $w_1$  als Maass für den Energieverlust zu betrachten, dessen Ursachen oben angegeben sind, und zwar ist

1) Oberbeck, Wied. Ann. 17. p. 827. 1882.

für den Strom  $i$  in  $w_2$  der Energieverlust  $i^2 w_2 = i^2 w_1$ ;  $w_1$  ist meist kein einfacher Widerstand, wie er beim Gleichstrom auftritt und wird deshalb „ersetzender“ oder „wirksamer“ („effectiver“) Widerstand genannt. Auch die Verschiedenheit des Werthes von  $c_1$  bei verschiedenen Tonhöhen kann mancherlei Ursachen haben; dies soll durch die Bezeichnung „wirksame Capacität“ angedeutet werden.

Diese Methode (1) diene bei den folgenden Versuchen zur Messung an merklich leitenden Flüssigkeiten; sie konnte aber nicht angewandt werden bei nach Megohm zählendem  $w_1$  wegen der Schwierigkeit, so grosse Widerstände genügend constant herzustellen.

II. Deshalb wurde nach einem Vorschlage von M. Wien<sup>1)</sup> in solchen Fällen  $w_2$  vor  $c_2$  (Fig. 3) geschaltet. Unter der Annahme, dass  $w_3 = w_4$  sein soll, ergeben sich die Beziehungen

$$\frac{c_1}{c_2} = 1 - \frac{w_2}{w_1},$$

$$n^2 c_1 c_2 w_1 w_2 = 1.$$

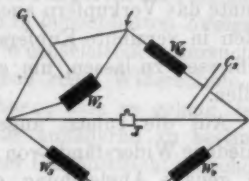


Fig. 3.

Hieraus

$$(2) \quad c_1 = \frac{c_2}{1 + n^2 c_2^2 w_2^2}, \quad w_1 = \frac{1 + n^2 c_2^2 w_2^2}{n^2 c_2^2 w_2}.$$

Unter  $n$  ist die mit  $2\pi$  multiplicirte Anzahl der electrischen Schwingungen  $\text{sec}^{-1}$  verstanden.

Auf diese Weise können durch kleine Widerstände im Zweige 2 die sehr grossen Widerstände im Zweig 1 gemessen werden.

## II. Apparate.

Für die anzustellenden Versuche ist die Anwendung der gebräuchlichen bifilar gewickelten Rollen der Widerstandskasten, ihrer Capacität wegen, ausgeschlossen.

Daher waren zunächst „reine“ Widerstände zu beschaffen.

**Widerstände.** Ein Zickzackwiderstand aus platinirtem Glase von 3000 Ohm bei etwa 20  $\text{cm}^2$  Oberfläche zeigte sich nicht constant genug, um dem beabsichtigten Zwecke zu dienen.

1) M. Wien, Wied. Ann. 44. p. 681. 1891.

Es lag nahe, die in der Technik als inductionsfreie Widerstände benutzten Glühlampenfäden zu verwenden; ich besorgte mir möglichst feine Kohlefäden, deren jeder bei etwa 15 cm Länge gegen 1000—1100 Ohm Widerstand besass.

Dieselben wurden in folgender Weise verarbeitet. An den Enden wurde electrolytisch etwas Kupfer niedergeschlagen dabei diente als Zuleitung eine Pincette, deren Zinken mehrfach mit Stanniol umwickelt waren. Die verkupferten Stellen wurden durch Eintauchen in Löthwasser und in geschmolzenes Loth verzinnt und an dünne Kupferdrähte angelöthet. Zum Schutze gegen Verletzungen wurden sie, auf Glasstreifen aufgelegt, in kurze Reagenscylinder eingeschoben. Uebrigens konnte das Verkupfern auch unterbleiben, es genügt, die Kohlefäden in verzinnte Kupferspiralen einzuführen und etwas Loth einfließen zu lassen, um eine gut leitende Verbindung herzustellen.

Auf die zuletzt angegebene Weise gelang es mir, verschiedene Widerstände von 1000 Ohm bis 100 Ohm herzustellen; die genaue Abgleichung geschah durch zugefügte Stückchen Neusilberdraht.

Kleinere Widerstände stellte ich aus Neusilberdraht von 0,11 mm Dicke (1 m hatte 38,7 Ohm Widerstand) nach Chaperon's Vorschrift zu 50, 20, 20 und 10 Ohm her.

Ausser den Kohlefäden kommen noch Glühlampen von etwa 900 Ohm Widerstand zur Verwendung.

Die Constanz der Widerstände wurde häufig geprüft, von den diesbezüglichen Beobachtungen führe ich diejenigen an, welche die grösste procentuale Differenz zeigen.

	Datum der Messung	Temperatur ° C.	Widerstand in Ohm
3 Glühlampen hintereinander }	15./2. 1895	17,4	2682
	27./5. 1895	17,0	2641
2 Glühlampen hintereinander }	15./2. 1895	17,4	1861
	27./5. 1895	17,0	1869
Selbstverfertiger Kohlewiderstand }	15./2. 1895	17,4	204
	27./5. 1895	17,0	208

1) Chaperon, Compt. rend. 108. p. 799. 1889.



Die Verschiedenheit kann nicht etwa der Temperaturdifferenz zugeschrieben werden, denn 1° Temperaturerhöhung bewirkt eine Abnahme des Widerstandes um 0,00037<sup>1)</sup> seines Werthes bei gewöhnlicher Temperatur, wie sich als Mittel aus mehreren Bestimmungen ergab.

Für den vorliegenden Zweck ist die Constanz in der Zeit vollkommen ausreichend.

Durch Versuche wurde gezeigt, dass die Capacität von Kohlewiderständen geringer ist, als von Chaperonrollen und dass die Selbstinduction der ersteren geringer ist, als die von zickzackförmig gespannten Neusilberdrähten. Nun ist der Unterschied zwischen den letzteren und Chaperonrollen an sich gering, wie man sieht, wenn man sie in benachbarten Zweigen der Wheatstone'schen Brücke mit Wechselstrom untersucht.

Kohlefäden sind hiernach genügend reine Widerstände.

Es ist von Interesse, zu erwähnen, dass es gelang, bei grösseren Chaperonrollen die Capacität annähernd zu bestimmen: zwei aus Neusilberdraht<sup>2)</sup> mit einer Cartonschicht zwischen jeder Lage hergestellte Rollen zu 10 000 Ohm zeigten jede eine Capacität von ca.  $10^{-4}$  Mikrof., eine in etwas anderer Weise gewickelte Rolle zu 5000 Ohm ebenfalls ca.  $10^{-4}$  Mikrof.

Ein Rheostat von Hartmann und Braun mit bifilar gewickelten Rollen lieferte bei 256 Schwingungen  $\text{sec}^{-1}$  folgende Capacitäten:<sup>3)</sup>

Rolle von 3000 Siemens etwa 0,0030 Mikrof.

„ „ 2000 „ „ 0,0028 „

„ „ 1000 „ „ 0,0016 „

Die Capacität der kleineren Rollen, bis zu 100 Siemens war nicht mehr zu messen, aber wohl bemerkbar.

**Capacitäten.** Zu den Messungen standen zwei bis auf die Plattenzahl ganz gleiche Luftcondensatoren<sup>4)</sup> aus Aluminiumplatten von (18 cm)<sup>2</sup> Fläche und 2 mm Dicke zur Verfügung,

1) In Uebereinstimmung mit Beobachtungen von W. von Siemens, Wied. Ann. 10. p. 560. 1880; Borgmann, Wied. Ann. 11. p. 1041. 1880; Muraoka, Wied. Ann. 13. p. 307. 1881.

2) Vgl. p. 8.

3) Vgl. auch Brylinski, Lum. él. 30. p. 623. 1888; Heinke, Inaug.-Diss., München 1894 „Resultirende“ Capacität.

4) Die Beschreibung derselben wird von anderer Seite erfolgen.



welche von Hrn. Prof. Röntgen construirt waren. Der eine bestand aus zwei Messinggrundplatten und 40 Aluminiumplatten; seine Capacität ergab sich durch Vergleichung mit einem genau bekannten Selbstinductionscoefficienten zu 0,01004 Mikrof. Dieser Condensator diente als Vergleichsnormale und blieb während der Versuche unverändert. Die Isolation der beiden Plattensysteme, welche den Condensator bildeten, gegeneinander und gegen die Erde war sehr vollkommen, wie aus Versuchen hervorging, die mit einem Electroskop und mit statischer Ladung angestellt wurden.

Der andere Condensator, vollständig aus 2 + 60 Platten bestehend, wurde durch Wegnehmen von Platten stets etwas kleiner als die zu messende Capacität gemacht.

Ein dritter, continuirlich variabler Condensator, welcher als Zusatz zu den letztbeschriebenen diente, war folgendermaassen eingerichtet: Ein Messingrohr von 3,2 cm äusserem Durchmesser trug eine Centimetertheilung, welche durch die Zahlen 75—95 bezeichnet war, und konnte mittels Zahnrad und Trieb in einem Hohlcyylinder von 3,4 cm innerem Durchmesser verschoben werden. Dieser stand isolirt auf drei Glasfüssen. Die Führung des beweglichen Cyinders in dem festen wurde gleichfalls durch aufge kittete Glasstückchen bewirkt. Jedem Centimeter der Theilung entsprach 0,0000099 Mikrof., wie wiederholt festgestellt wurde. Die bei den Beobachtungen angegebene Anzahl Centimeter bedeutet den am oberen Rande des äusseren Cyinders sichtbaren Scalenthail.

Alle drei Condensatoren wurden mit metallischen Schutzhüllen umgeben, die zur Erde abgeleitet waren; die beiden Aluminiumcondensatoren mit Zinkblecheylindern, der „Doppelcylindercondensator“ mit einem Drahtnetz.

*Brückeninstrumente.* Zur Messung wurden drei optische Telephone nach M. Wien benutzt, mit 128, 256 und 512 Schwingungen  $\text{sec}^{-1}$ ; Platte und Spiegel des letzteren Instrumentes konnten mit den entsprechenden Theilen mit 64 Schwingungen vertauscht werden, wenn es nöthig war, noch eine vierte Schwingungszahl anzuwenden. Stets wurde nur der tiefere von den zwei Tönen benutzt, welche jedem Instrument eigenthümlich sind.

Auch war stets ein Hörtelephon für eine Einstellung bereit.

*Stromquellen, Unterbrecher.* Den Strom lieferte ein Inductorium, dessen primäre Rolle 0,27 Ohm und dessen secundäre Rolle 850 Ohm Widerstand hatte. In die primäre Rolle wurde, vermittelt eines Saitenunterbrechers, ein drei Daniell'schen Elementen entstammender intermittirender Strom geschickt. Zur Einstellung bei sehr hohen Schwingungen (schätzungsweise  $10000 \text{ sec}^{-1}$ ) diente das von Nernst<sup>1)</sup> beschriebene Inductorium und Hörtelephon. Diese Einstellungen sind in den angeführten Messungsreihen durch „N“ angedeutet, während die manchmal mit dem Hörtelephon ausgeführte Einstellung auf das Minimum der Obertöne der Saite „512“ mit „H 512“ bezeichnet ist.

Alle zur Untersuchung dienenden Apparate waren in dem Beobachtungszimmer in geeigneter Weise untergebracht, dabei wurde, wie sogleich beschrieben werden soll, alles vermieden, was die Zuverlässigkeit der Beobachtung hätte beeinträchtigen können.

### III. Fehlerquellen.

*Akustische Einwirkungen.* Die Aufstellung der Unterbrecher im Beobachtungsraume bietet den Vortheil, dass man die Saite bequem auf den richtigen Ton bringen kann, doch findet dann leicht eine durch die Luft vermittelte akustische Wirkung auf das optische Telephon statt. Auch das durch die wechselnden Ladungen hervorgebrachte schwache Tönen des Plattencondensators kann kleine Fehler verursachen. Beide Fehler wurden aber stets sorgfältig vermieden.

*Isolation.* Die Ableitung irgend eines Punktes der Brückenordnung zur Erde brachte eine Aenderung der Einstellung hervor durch scheinbare Vergrößerung der Capacität. Aus dieser Beobachtung ergibt sich die Nothwendigkeit, das ganze System der benutzten Apparate sorgfältig, durch Porzellan, Paraffin, Glas etc., von der Erde zu isoliren und sich nicht mit der Isolation allein der Condensatoren zu begnügen, welche schon durch deren Construction gegeben war, — eine Vorichtsmaassregel, deren Nothwendigkeit sich bereits bei einer

1) Nernst, Zeitschr. f. physik. Chem. 14. p. 629. 1894.



ein; von  $E$  und  $A$  führt je ein Draht zum Umschalter  $U$  und von da entweder zu einem der drei optischen Telephone  $O_{120}$ ,  $O_{350}$ ,  $O_{612}$  oder zum Hörtelefon  $H$ .

$J_1$ ,  $J_2$ ,  $J_3$  sind die entsprechenden Saitenunterbrecher,  $T$  das zugehörige Inductorium.

#### Va. Versuche an festen Körpern.

Zur Messung wurden die festen Dielectrica in Plattenform isolirt in einen grossen, zur Erde abgeleiteten Zinkblechkasten gebracht von  $(50 \text{ cm})^2$  Grundfläche und 30 cm Höhe, durch dessen Deckel die Zuführungen zu den Belegungen des zu untersuchenden Condensators gingen.

Die praktische Ausführung soll an einem Beispiele genau beschrieben werden; bei den übrigen Versuchen war sie genau entsprechend.

##### 1. Glas.

Eine Platte aus Salinglas, 1 mm dick und etwa  $440 \text{ cm}^2$  gross, wurde beiderseits nach dem Böttger'schen Verfahren versilbert, abgespült und getrocknet; dann wurden vom Rande dünne Streifen abgeschnitten. Nachdem dieser Condensator in den Schutzkasten gebracht war, wurde der Aluminiumcondensator so gross gemacht, dass die ganze, durch Vorversuche ungefähr bestimmte Aenderung der Capacität des Glascondensators mittels des zu  $C_2$  parallel geschalteten Condensators  $\gamma$  gemessen werden konnte. Dann wurde, ohne Rücksicht auf den Widerstand  $w_2$ , der Condensator  $\gamma$  solange verändert, bis der Ausschlag des Telephonspiegels ein Minimum war. Darauf wurde der kleinste Widerstand aufgesucht, der den Ausschlag zum Verschwinden brachte, zu welchem Zwecke auch  $\gamma$  noch um ein Geringes verändert werden musste, im vorliegenden Beispiel war dies  $w_1' = 7350 \text{ Ohm}^1$ ); jetzt wurde  $\gamma$  nochmals möglichst genau eingestellt (82,0 cm, 82,0 cm). Dann wurde der grösste Widerstand aufgesucht, bei welchem noch einscharfes Spaltbild erhalten werden konnte ( $w_2'' = 7750 \text{ Ohm}$ ), und wieder  $\gamma$  zweimal eingestellt (82,2 cm, 82,5 cm).

1) Vgl. Tabelle p. 799.

Auf diese Beobachtung folgten die in gleicher Weise ausgeführten Messungen bei der Schwingungszahl 128 und 512. Dann kam eine Messung mit Anwendung des Hörtelephons statt des optischen Telephons bei 512 und eine solche, nachdem das Nernst'sche Inductorium als Stromquelle eingeschaltet war.

Den Schluss bildete stets die Wiederholung der Anfangsbeobachtung, also mit 256 Schwingungen  $\text{sec}^{-1}$ .

Eine derartige Reihe war in nicht ganz einer Stunde vollendet.

Jetzt wurde statt des zu untersuchenden der constante Condensator mit 40 Aluminiumplatten ( $c'_1 = 0,01004$  Mikrof.) eingeschaltet, in den Zweig 4 der nöthige Widerstand ( $w'_4 = 930 + 2101$  Ohm) gebracht. Hieraus berechnet sich im vorliegenden Fall

$$c_2 = c'_1 \frac{w_2}{w_4} = 0,01004 \frac{930}{930 + 2101} = 0,003070 \text{ Mikrof.}$$

direct für die Einstellung bei 256 Schwingungen  $\text{sec}^{-1}$ , der Condensator  $\gamma$  wurde bei dieser letzten Messung nicht verändert; von dem jetzt bekannten Werthe (0,003070 Mikrof.) ausgehend, wurden die den anderen Schwingungszahlen entsprechenden Werthe in einfacher Weise gefunden: der Werth, welcher 1 cm von  $\gamma$  besitzt, war von früheren Bestimmungen her bekannt.

Die Einstellungen von  $\gamma$  sind stets auf wenige Millimeter genau; die Genauigkeit der Messung berechnet sich hieraus für die kleinste untersuchte Capacität zu 1 pro mille. Bei den grösseren Capacitäten ist der Einstellungsfehler noch geringer.

Nach dem Gesagten ist die folgende Tabelle und mit ihr die übrigen verständlich, deren erster Theil die Angabe der benutzten Schwingungszahl und die beobachteten Grössen  $w_2$  in Ohm,  $\gamma$  in Centimetern,  $c_2$  in Mikrof. enthält.

In der Tabelle folgen dann die berechneten Grössen  $w_1$  in Megohm, der Werth des Ausdruckes  $n^2 c_2^2 w_2^2$  (vgl. die Formeln p. 791), darauf das Hauptresultat  $c_1$  in Mikrof. und die procentuale Differenz gegen den hoher Schwingungszahl ( $Ht$  oder  $N$ ) entsprechenden Werth von  $c_1$ .

Bei allen mitgetheilten Versuchen, ausser dem ersten, soll, der Uebersichtlichkeit halber, mit der höchsten Schwingungszahl begonnen und mit der niedrigsten aufgehört werden; aus demselben Grunde sind die Beobachtungen mit „256“ am Anfang und am Schluss der ganzen Messung in die Mitte der Columnne gesetzt.

$\frac{n}{2\pi}$	$w_1$ Ohm	$\gamma$ cm	$c_1$ Mikrof.	$w_1$ Megohm	$n^2 c_1^2 w_1^2$	$c_1$ Mikrof.	Proc. Diff.	
256	7350)	7550	82,0)	0,003072	5,55	0,0013	0,003068	1,7
256	7750)		82,0)					
			82,2)					
			82,5)					
128	21000)	22000	86,0	0,003110	7,81	0,0035	0,003101	3,0
128	23000)		86,0					
512	2900)	2500	78,8	0,003040	4,16	0,0006	0,003038	0,8
512	2700)		79,0					
512 <i>Ht</i>			76,5	0,003015	1)		0,003015	0,0
256	7360)	7555	82,0	0,003070	5,73	0,0013	0,003066	1,7
256	7750)		82,0					

Wie aus der Tabelle hervorgeht, nimmt die Capacität zu, wenn die Schwingungsdauer zunimmt. Die Dielectricitätsconstante ergibt sich für Salinglas zu ca. 5,6. Auf die genaue Kenntniss des absoluten Werthes ist dabei, wie überhaupt bei dieser Untersuchung, kein Gewicht gelegt. Die Leitfähigkeit würde sich zu 4,2 bis  $7,8 \cdot 10^{-15}$ , bezogen auf Quecksilber, ergeben; doch deutet die Verschiedenheit von  $w_1$  bei wechselnder Schwingungszahl darauf hin, dass hier keine wirkliche Leitfähigkeit vorliegt; aus diesem Grunde ist bei den folgenden festen Körpern von der Angabe der Leitfähigkeit abgesehen und nur der Widerstand  $w_1$  angegeben.

Eine nach zwei Tagen ohne Berührung der Platte vorgenommene Messung ergab:

1) Da die Schwingungszahl, auf deren Verschwinden eingestellt wird, nicht bekannt ist, so kann man auch  $w_1$  nicht angeben.



$\frac{n}{2\pi}$	$w_2$ Ohm	$\gamma$ cm	$c_1$ Mikrof.	$w_1$ Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	$c_1$ Mikrof.	Proc. Diff.
$N$		76,8	0,003018			0,003018	0,0
$H 512$		78,0	0,003030			0,003030	0,4
512	2000	80,1	0,003051	4,9	0,0006	0,003049	1,0
256	6540	83,3	0,003083	6,9	0,0013	0,003079	2,0
256	6040	83,3					
128	18100	86,4	0,003114	9,3	0,0028	0,003104	2,8

Dieselbe Glasplatte wurde vorsichtig erwärmt und nach dem Abkühlen von neuem untersucht.

$\frac{n}{2\pi}$	$w_2$ Ohm	$\gamma$ cm	$c_1$ Mikrof.	$w_1$ Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	$c_1$ Mikrof.	Proc. Diff.
$N$		77,2	0,003022			0,003022	0,0
$H 512$		78,0	0,003030			0,003030	0,3
512	1570	81,1	0,003061	6,6	0,0002	0,003061	1,3
256	4490	83,6	0,003087	10,1	0,0004	0,003086	2,1
256	3950	83,8					
128	10300	86,2	0,003112	16,6	0,0006	0,003110	3,0

Bei wenig verschiedenem  $c_1$  hat sich  $w_1$  nach der Erwärmung bedeutend vergrößert, als Grund für diese Aenderung kann man das Verschwinden der Feuchtigkeitsschicht von dem Rande der Glasplatte annehmen.

Die Art der Metallbelegung, sowie die Grösse und die Form der Platte üben keinen beträchtlichen Einfluss auf die procentuale Aenderung der Capacität mit veränderlicher Schwingungszahl aus, wie die folgenden Versuche lehren.

Die Versilberung wurde von der Platte entfernt und durch beiderseits aufgeklebtes Stanniol ersetzt. Dieses bedeckte nicht die ganze Oberfläche des Glases, daher der kleinere Werth für die Capacität.

$\frac{n}{\pi}$	$w_2$ Ohm	$\gamma$ cm	$c_1$ Mikrof.	$w_1$ Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	$c_1$ Mikrof.	Proc. Diff.
$N$	120	86,1	0,002286			0,002286	0,0
1)							
256	4800	89,1	0,002318	14,8	0,0003	0,002318	1,4
256	5200	89,4					
128	12000	91,5	0,002340	25,2	0,0005	0,002340	2,3

1) Hierbei mussten die Beobachtungen mit „512“ ausfallen, da das Instrument während dieses Versuches anderweitige Verwendung fand; auch für die Unvollständigkeit anderer Messreihen gilt dies als Erklärung.



Zwischen Quecksilber gelegt ergab dieselbe Platte folgende Werthe:

$\frac{n}{2\pi}$	$w_2$ Ohm	$\gamma$ cm	$c_2$ Mikrof.	$w_1$ Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	$c_1$ Mikrof.	Proc. Diff.
N	160	83,0	0,002621			0,002621	0,0
256	3900	86,0	0,002652	15,4	0,0002	0,002652	1,2
256	3400	86,0					
128	8000	87,5	0,002666	28,1	0,0003	0,002666	1,7

Einige andere dünne Scheiben desselben Glases zwischen Aluminiumplatten gelegt:

$\frac{n}{2\pi}$	$w_2$ Ohm	$\gamma$ cm	$c_2$ Mikrof.	$w_1$ Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	$c_1$ Mikrof.	Proc. Diff.
512	390	77,9	0,01010	2,4	0,0002	0,01010	0,0
256	1250	85,3	0,01016	3,1	0,0004	0,01016	0,6
256	1240	85,6					
128	3400	93,9	0,01025	4,5	0,0008	0,01024	1,4

Ein kleiner Condensator derselben Art:

$\frac{n}{2\pi}$	$w_2$ Ohm	$\gamma$ cm	$c_2$ Mikrof.	$w_1$ Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	$c_1$ Mikrof.	Proc. Diff.
N		77,5	0,004022			0,004022	0,0
512	1120	81,0	0,004063	5,2	0,0002	0,004063	1,0
256	3230	84,0	0,004091	7,5	0,0004	0,004091	1,7
256	3340	84,0					
128	8950	87,1	0,004120	10,8	0,0008	0,004117	2,5

Aus den mitgetheilten Versuchen geht ganz deutlich hervor, dass die Aenderung von  $c_1$  mit der Schwingungszahl dem untersuchten Glase eigenthümlich und nicht etwa durch die Art der Zusammensetzung des Condensators verursacht ist.

In derselben Art erhielt ich für

2. Glimmer,  
zwischen Metallplatten gelegt.

$\frac{n}{2\pi}$	$w_1$ Ohm	$\gamma$ cm	$c_2$ Mikrof.	$w_1$ Megohm	$n^2 c_2^2 w_1^2$	$c_1$ Mikrof.	Proc. Diff.
N	200	77	0,00352			0,00352	0,0
H 512	500	80	0,00355			0,00355	0,9
512	2200	84	0,00359	3,4	0,0006	0,00359	2,0
256	6600	89	0,00364	4,9	0,0010	0,00364	3,3
256	5800	88	0,00363			0,00363	3,0
128	17400	94	0,00370	7,0	0,0025	0,00369	4,7

3. Hartgummi.

Eine 1 mm starke Platte von 37,28 cm<sup>2</sup> wurde auf beiden Seiten mit Stanniol belegt und ergab folgende Werthe:

$\frac{n}{2\pi}$	$w_1$ Ohm	$\gamma$ cm	$c_2$ Mikrof.	$w_1$ Megohm	$n^2 c_2^2 w_1^2$	$c_1$ Mikrof.	Proc. Diff.
N	90	86,8	0,003318			0,003318	0,0
256	2000	89,5	0,003345	18,5	0,0001	0,003345	0,8
256	1860	89,5	0,003345				
128	4200	90,2	0,003352	32,2	0,0002	0,003352	1,0

Hieraus ergibt sich die Dielectricitätsconstante zu 2,6.  
Von den Beobachtungen an einem

4. Condensator mit Paraffinpapier

will ich nur anführen, dass sich die Capacitäten bei 128 und bei 512 Schwingungen sec<sup>-1</sup> um 5 Proc. verschieden ergaben, eine gegen die übrigen untersuchten Dielectrica sehr grosse Differenz. Der Energieverlust ist dementsprechend ebenfalls sehr gross.

Vb. Zusammenfassung der Ergebnisse für feste  
Körper. Theoretisches.

Alle untersuchten festen Dielectrica zeigen dasselbe Verhalten: die Capacität nimmt mit der Schwingungsdauer zu, und zwar wächst diese Zunahme schnell mit der Schwingungsdauer; gleichzeitig tritt überall eine, mit der Schwingungsdauer stark zunehmende, wirksame Leitfähigkeit auf. Dieselbe

ist — zum grössten Theil wenigstens — nicht einer schlechten Isolation des Dielectricums oder einem Nebenschluss zuzuschreiben, sondern sie bedeutet einen mit der Schwingungsdauer zunehmenden Energieverlust, welcher in der Natur des Dielectricums begründet ist. Ueber die Grösse des Energieverlustes mag folgende Tabelle ein Bild geben. Der Energieverlust ist in Watt angegeben und ist für eine Stromstärke von 1 Amp. und einen Condensator von 1 Mikrofarad berechnet. Daneben ist die Aenderung der Capacität in Procenten angegeben.

N	Glas <sup>1)</sup>		Glimmer		Hartgummi	
	E.-V.	$\Delta C$	E.-V.	$\Delta C$	E.-V.	$\Delta C$
128	32,1	3,0	64,3	4,7	14,1	1,0
256	13,0	2,1	22,5	3,2	6,5	0,8
512	4,8	1,3	7,9	2,0		

Offenbar gehen beide Erscheinungen Hand in Hand und dürfen auf dieselben Ursachen zurückgeführt werden.

Die untersuchten festen Körper sind dieselben, bei welchen electricische Rückstandsbildung auftritt. Die Vermuthung liegt nahe, dass beiden Erscheinungen dieselbe Ursache zu Grunde liegt. Maxwell<sup>2)</sup> erblickt die Ursache der Rückstandsbildung in einer *Inhomogenität* des Dielectricums. Als einfachstes Beispiel eines inhomogenen Dielectricums führt er die Rechnung für ein *geschichtetes* Dielectricum durch und zeigt, dass dabei Rückstand auftreten muss. Es ist zu beweisen, dass ein geschichtetes Dielectricum die oben beobachtete Erscheinung gleichfalls zeigen muss, d. h. dass die wirksame Capacität und der wirksame Widerstand abnehmen, wenn die Schwingungszahl zunimmt.

Der geschichtete Condensator bestehe aus einer nichtleitenden und einer leitenden Schicht, er kann ersetzt werden durch einen reinen Condensator mit der Capacität  $C$  und einem zweiten dahinter geschalteten Condensator mit der Capacität  $c$

1) Die Zahlen sind aus der Versuchsreihe berechnet, die nach vorheriger Erwärmung der Platte erhalten wurden (vgl. p. 16).

2) Maxwell, Electr. u. Magn. §§ 331 ff.

und dem parallel geschalteten Widerstand  $w_1$ . Der Widerstandsoperator des ganzen Zweiges ist demnach für einen Wechselstrom mit der Schwingungszahl  $n$  in  $2\pi$  sec

$$\frac{1}{inC} + \frac{w_1}{1 + in c_1 w_1}.$$

Gemäss unserer Versuchsanordnung wird dieser Operator verglichen mit einem anderen, welcher einem Condensator  $c_2$  mit vorgeschaltetem Widerstand  $w_2$  entspricht.

Die Brücke ist im Gleichgewicht, wenn

$$\frac{1}{inC} + \frac{n_1}{1 + in c_1 w_1} = w_2 + \frac{1}{in c_2} \quad \text{oder}$$

$$c_2 = C \frac{1 + n^2 c_1^2 w_1^2}{1 + n^2 w_1^2 c_1 (c_1 + C)}, \quad w_2 = \frac{w_1}{1 + n^2 w_1^2 c_1^2}.$$

Die Gleichung für  $c_2$  ergibt, dass die wirksame Capacität eines Condensators mit geschichtetem Dielectricum abnehmen muss, wenn die Schwingungszahl zunimmt. Die Gleichung für  $w_2$  ergibt, dass bei einem geschichteten Dielectricum, obgleich es einen constanten Strom nicht leitet, für Wechselstrom eine wirksame Leitfähigkeit auftreten muss, welche abnimmt, wenn die Schwingungszahl abnimmt.

Darnach ist die Ursache der beobachteten Erscheinung ebenso wie die der Rückstandsbildung wahrscheinlich in einer Inhomogenität des Dielectricums zu suchen.

#### VI a. Versuche an Flüssigkeiten.

Folgende Flüssigkeiten wurden untersucht: Petroleum, Benzin, Gemische von Benzin und Aethylalkohol, Ricinusöl, Anilin und Wasser.

Zur Untersuchung aller Flüssigkeiten ausser Wasser diente ein parallelepipedischer Messingkasten, der durch Messingplatten in acht Abtheilungen getheilt war. Die Wände des Kastens und die Platten bildeten die eine Belegung des Condensators. Die andere bestand aus acht Zinkplatten, welche auf einer Axe befestigt waren und in die Abtheilungen des Kastens tauchten.

Das Gefäß war durch einen Deckel geschlossen und wurde bei den Versuchen in den zur Erde abgeleiteten grossen Zinkkasten gebracht.

Die Capacität des leeren Condensators betrug gegen  $1,9 \cdot 10^{-8}$  Mikrof.

Anordnung und Ausführung der Versuche war im Uebrigen genau dieselbe wie bei den festen Dielectricis.

## Resultate.

## 1. Petroleum.

$\frac{n}{2\pi}$	$w_2$ Ohm	$\gamma$ cm	$c_2$ Mikrof.	$w_1$ Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	$c_2$ Mikrof.	Proc. Diff.
N	10	81,3	0,003650			0,003650	0,0
512	250	81,3	0,003650	28,1		0,003650	0,0
256	900	81,4	0,003650	29,0	0,00003	0,003650	0,0
256	1100	82,3					

$c_1$  ergibt sich als unabhängig von der Schwingungszahl, ebenso  $w_1$ ; die Leitfähigkeit berechnet sich zu  $10^{-21}$ , bezogen auf Quecksilber, Dielectricitätsconstante = 2,00.

## 2. Benzin, käuflich.

$\frac{n}{2\pi}$	$w_2$ Ohm	$\gamma$ cm	$c_2$ Mikrof.	$w_1$ Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	$c_2$ Mikrof.	Proc. Diff.
N		82,3	0,00355			0,00355	0,0
H 512		82,1	0,00355			0,00355	0,0
512	125	82,4	0,00355	53		0,00355	0,0
256	480	82,1	0,00355				
256	470	82,2	0,00355	50		0,00355	0,0
128	1890	82,0	0,00355	50	0,00002	0,00355	0,0

$c_1$  und  $w_1$  sind wieder merklich constant.

Dielectricitätsconstante = 1,92, Leitfähigkeit =  $5 \cdot 10^{-22}$ .

## 3a. Mischung von 99 Proc. Benzin und 1 Proc. Aethylalkohol.

$\frac{n}{2\pi}$	$w_2$ Ohm	$\gamma$ cm	$c_2$ Mikrof.	$w_1$ Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	$c_2$ Mikrof.	Proc. Diff.
N		89,1	0,003605			0,003605	0,0
256	1230	89,1					
256	970	89,4	0,003607	27		0,003607	0,0
128	4100	89,2	0,003606	28,7	0,0001	0,003606	0,0

Dielectricitätsconstante = 1,97. Leitfähigkeit =  $10^{-21}$ .

## 3b. 97 Proc. Benzin und 3 Proc. Alkohol.

$\frac{n}{2\pi}$	$w_1$ Ohm	$\gamma$ cm	$c_2$ Mikrof.	$w_1$ Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	$c_1$ Mikrof.	Proc. Diff.
N		94,1	0,003730			0,003730	0,0
256	750	94,2	0,003732	38,7		0,003732	0,0
256	700	94,4					
128	3070	94,1	0,003729	36,4	0,0001	0,003729	0,0

Dielectricitätsconstante = 2,04. Leitfähigkeit =  $7,3 \cdot 10^{-22}$ .

## 3c. 96 Proc. Benzin und 4 Proc. Alkohol.

$\frac{n}{2\pi}$	$w_1$ Ohm	$\gamma$ cm	$c_2$ Mikrof.	$w_1$ Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	$c_1$ Mikrof.	Proc. Diff.
N	10	87,9	0,003780			0,00378	0,0
512	250	87,7	0,003778	26,2		0,00378	0,0
256	1030	87,5	0,003776				
256	920	87,8	0,003779	26,5		0,00378	0,0
128	4700	87,0	0,003771	29,0	0,0002	0,00378	0,0

Dielectricitätsconstante = 2,07. Leitfähigkeit =  $10^{-21}$ .

## 3d. 93 Proc. Benzin und 7 Proc. Alkohol.

$\frac{n}{2\pi}$	$w_1$ Ohm	$\gamma$ cm	$c_2$ Mikrof.	$w_1$ Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	$c_1$ Mikrof.	Proc. Diff.
N		84,9	0,004035			0,004035	0,0
H 512		85,3	0,004039			0,004039	0,1
512	1400	85,1	0,004037	4,1	0,0003	0,004037	0,05
256	6140	86,8	0,004056				
256	6410	86,0	0,004048	3,8	0,002	0,004041	0,15
128	23100	88,7	0,004075	4,1	0,006	0,004046	0,27

Dielectricitätsconstante = 2,21 entsprechend dem höchsten  $n$ .  
Leitfähigkeit =  $7 \cdot 10^{-21}$ .

## 3e. 92 Proc. Benzin und 8 Proc. Alkohol.

$\frac{n}{2\pi}$	$w_1$ Ohm	$\gamma$ cm	$c_2$ Mikrof.	$w_1$ Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	$c_1$ Mikrof.	Proc. Diff.
H 512		85,5	0,004122			0,004122	0,0
512	2600	86,8	0,004135	2,12	0,0012	0,004125	0,07
256	10750	89,6					
256	11600	89,5	0,004162	2,12	0,0051	0,004141	0,5

Dielectricitätsconstante = 2,25. Leitfähigkeit =  $1,4 \cdot 10^{-20}$ .

## 3f. 91 Proc. Benzin und 9 Proc. Alkohol.

$\frac{n}{2\pi}$	$w_1$ Ohm	$\gamma$ cm	$c_2$ Mikrof.	$w_1$ Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	$c_1$ Mikrof.	Proc. Diff.
512	5800	1)	0,00429	0,88	0,007	0,00426	
256	24500		0,00439	0,82	0,030	0,00426	0,0

Dielectricitätsconstante = 2,33. Leitfähigkeit =  $3,5 \cdot 10^{-20}$ .

Eine Einstellung mit dem Hörtelephon war nicht zu gewinnen. Für  $n/2\pi = 128$  hätten die vorhandenen Widerstände nicht ausgereicht.

## 3g. 90 Proc. Benzin und 10 Proc. Alkohol.

$\frac{n}{2\pi}$	$w_1$ Ohm	$\gamma$ cm	$c_2$ Mikrof.	$w_1$ Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	$c_1$ Mikrof.	Proc. Diff.
512	11000	—	0,00453	0,41	0,027	0,00441	0,0
256	44000	—	0,00502	0,39	0,126	0,00446	1,2

Dielectricitätsconstante = 2,44 entsprechend dem höchsten  $n$ .  
Leitfähigkeit =  $7,7 \cdot 10^{-20}$ .

Hier wird die Aenderung von  $c_1$  mit der Schwingungszahl deutlich merkbar.

## 4. Ricinusöl.

Diese Substanz zeigte jeder Schwingungszahl gegenüber dasselbe Verhalten.

$\frac{n}{2\pi}$	$w_1$ Ohm	$\gamma$ cm	$c_2$ Mikrof.	$w_1$ Megohm	$n^2 c_2^2 w_2^2$	$c_1$ Mikrof.	Proc. Diff.
N	0	85,0	0,008378	$\infty$	0	0,008378	0,0
H512	0	84,3	0,008371	$\infty$	0	0,008371	0,0
512	0	85,1	0,008379	$\infty$	0	0,008379	0,0
256	0	85,1	0,008379	$\infty$	0	0,008379	0,0
256	0	85,1	0,008379	$\infty$	0	0,008379	0,0
128	0	85,2	0,008380	$\infty$	0	0,008380	0,0

Dielectricitätsconstante = 4,53. Leitfähigkeit unmerklich.

1) Der Doppelcylindercondensator  $\gamma$  reichte bei 3f. zur Messung nicht aus, daher musste die Plattenzahl von  $C_2$  verändert werden; nach



## 5. Anilin.

Wegen der viel höheren Leitfähigkeit des Anilins wurde Methode 1 (vgl. p. 790) angewandt, wo der Widerstand im Vergleichszweige 2 der Capacität parallel geschaltet ist.

$\frac{n}{2\pi}$	$w_2$ Ohm	$\gamma$ cm	$c_2$ Mikrof.	$c_1 = c_2$ Mikrof.	Proc. Diff.
256	3012	80,7	0,01330	0,01330	
512	3005	75,0	0,01324	0,01324	0,0
256	3007	80,7	0,01330	0,01330	0,5
256	3031	(74) <sup>1)</sup>	0,01330	0,01330	
128	3026	95,3	0,01351	0,01351	2,0
256	3024	(74)	0,01330	0,01330	

Dielectricitätsconstante = 7,12 entsprechend der höchsten Schwingungszahl.

Leitfähigkeit =  $8 \cdot 10^{-15}$ .

$w_2$  ist merklich constant; bei  $c_1$  sind deutliche Aenderungen mit der Schwingungszahl vorhanden.

Eine Einstellung mit ( $N$ ) war wegen des schlechten Minimums nicht zu gewinnen. Da zur Messung der ganzen Differenz der Condensator  $\gamma$  nicht ausreichte, so musste die Plattenzahl des Aluminiumcondensators verändert werden. Deshalb sind die Beobachtungen in zwei Abtheilungen gegeben. Zum Vergleich diente die Versuchsreihe mit 256 Schwingungen  $\text{sec}^{-1}$ .

## 6. Wasser.

Ebenfalls nach Methode (1) wurde Wasser untersucht; dies geschah mit einem aus zwei vollständig von Wasser umgebenen Platinblechen bestehenden Condensator, welchen Hr. Heräus in Hanau dem hiesigen Institut zu leihen, die Freundlichkeit hatte. Das eine Platinblech war U-förmig gebogen und besass eine Grösse von ca.  $200 \text{ cm}^2$ , dazwischen befand sich das andere Platinblech von ca.  $100 \text{ cm}^2$ .

Jedem Versuch wurde natürlich eine Vergleichung mit dem 40 plattigen Condensator ausgeführt. Die abgelesene Centimeterszahl von  $\gamma$  ist hier bedeutungslos und deswegen nicht angeführt.

1) Geschätzt, da ja die Scala nur bis 75 ging.

Zunächst wurden bei blanker Metalloberfläche folgende Capacitäten des mit destillirtem Wasser gefüllten Condensators ermittelt.

$\frac{n}{2\pi}$	$w_1 = w_2$ Ohm	$c_1 = c_2$ Mikrof.	Proc. Diff. gegen den Werth $c_1 = 0,00332$ Mikrof.
512	1584	0,003547	7
256	1580	0,004265	28,6
128	1580	0,006815	114
64	1580	0,01504	358

Die Capacität des leeren Condensators konnte, ihrer Kleinheit wegen, nicht gemessen werden; der für die Berechnung der procentualen Differenzen als richtig angenommene Werth des von Wasser umgebenen Condensators,  $c_1 = 0,00332$  Mikrof., ergibt sich aus später angeführten Messungen mit hohen Schwingungszahlen und mit platinirten Electroden.

Die Leitfähigkeit berechnet sich aus demselben Werth  $c_1 = 0,00332$  Mikrof., wenn man die Dielectricitätsconstante des Wassers = 80 nimmt, folgendermaassen: die electrostatische Capacität ergibt sich hieraus zu

$$0,0000415 \text{ Mikrof.} = 0,0000415 \cdot 10^{-15} (\text{cm}^{-1} \text{ sec}^2)$$

im electromagnetischen System. Durch Multiplikation mit dem Quadrate von  $v$ , der kritischen Geschwindigkeit, erhält man für den Werth  $1/4\pi(F/a)$ , wo  $F$  die Oberfläche,  $a$  den Abstand der Platten bedeutet:

$$\frac{1}{4\pi} \frac{F}{a} = 0,0000415 \cdot 10^{-15} \cdot 9^2 \cdot 10^{30} = 9 \cdot 4,15.$$

Der Widerstand ist gefunden zu

$$1580 \text{ Ohm} = 1580 \cdot 10^9 (\text{cm sec}^{-1});$$

er berechnet sich, wenn  $\rho$  der spezifische Widerstand des Wassers ist, gleich  $a/F \cdot \rho$ . Nun ist

$$\frac{a}{F} \text{ aus Obigem} = \frac{1}{9 \cdot 4,15 \cdot 4\pi}.$$

Durch Gleichsetzen der beiden Werthe ergibt sich  $\rho = 7,88 \cdot 10^9$  bezogen auf Quecksilber, die Leitfähigkeit  $\lambda = 1/\rho = 1,27 \cdot 10^{-10}$  bezogen auf Quecksilber.

Natürlich war es auch bei diesen Messungen nothwendig, die Plattenzahl des Vergleichscondensators  $C_2$  von einer Schwingungszahl zur anderen zu verändern; nach jeder einzelnen Bestimmung musste daher eine Vergleichung mit dem 40 plattigen Aluminiumcondensator erfolgen.

Die Leitfähigkeit wurde durch Zusatz einiger Tropfen einer verdünnten Salzlösung auf etwa das Doppelte erhöht:

$\frac{n}{2\pi}$	$w_1 = w_2$ Ohm	$c_1 = c_2$ Mikrof.	Proc. Differenz gegen den Werth 0,00832 Mikrof.
N	850	0,003403	2,4
512	820	0,003869	16,6
256	850	0,006275	89
128	835	0,01419	238

$$\text{Leitfähigkeit} = 2,37 \cdot 10^{-10}.$$

Die Oberflächen des Platincondensators wurden nun platinirt. Zu diesem Zweck wurde der Platincondensator in eine Lösung von  $H_2PtCl_6$  gebracht; 130 Milliamp. gingen 20 Min. in der einen, darauf 10 Minuten in der anderen Richtung hindurch, sodass eine gleiche Platinirung der Oberflächen entstand. Nach genügendem Auswaschen wurden neue Messungen mit destillirtem Wasser vorgenommen.

$\frac{n}{2\pi}$	$w_1 = w_2$ Ohm	$c_1 = c_2$ Mikrof.	Proc. Differenz gegen den Werth $c_1 = 0,00832$ Mikrof.
N	1810	0,008323	0,0
256	1750	0,008521	6
128	1750	0,004003	18
64	1770	0,005597	70

$$\text{Leitfähigkeit} = 1,15 \cdot 10^{-10}.$$

Darauf, nachdem durch Zusatz von Salzlösung die Leitfähigkeit wiederum erhöht war:

$\frac{n}{2\pi}$	$w_1 = w_2$ Ohm	$c_1 = c_2$ Mikrof.	Proc. Differenz gegen den Werth $c_1 = 0,00332$ Mikrof.
N	470	0,00346	4
256	470	0,00350	66
128	470	0,00990	201

Leitfähigkeit =  $4,27 \cdot 10^{-10}$ .

Schliesslich wurde jétzt mit derselben Stromstärke, jedoch die dreifache Zeit hindurch, platinirt. Dann ergab sich für drei verschiedene Leitfähigkeiten:

Für  $\lambda = 1,24 \cdot 10^{-10}$ .

$\frac{n}{2\pi}$	$w_1 = w_2$ Ohm	$c_1 = c_2$ Mikrof.	Proc. Diff. gegen den Werth $c_1 = 0,00332$ Mikrof.
N	1620	0,003325	0
256	1620	0,003504	5
128	1640	0,003755	13

Für  $\lambda = 2,24 \cdot 10^{-10}$ .

$\frac{n}{2\pi}$	$w_1 = w_2$ Ohm	$c_1 = c_2$ Mikrof.	Proc. Diff. gegen den Werth $c_1 = 0,00332$ Mikrof.
N	990	0,003325	0
256	990	0,003531	6
128	1010	0,003961	18

Für  $\lambda = 3,24 \cdot 10^{-10}$ .

$\frac{n}{2\pi}$	$w_1 = w_2$ Ohm	$c_1 = c_2$ Mikrof.	Proc. Diff. gegen den Werth $c_1 = 0,00332$ Mikrof.
N	620	0,003325	0
256	620	0,003836	15
128	620	0,004752	43

#### Vib. Zusammenfassung der Ergebnisse für Flüssigkeiten;

##### Theoretisches.

Von den untersuchten Flüssigkeiten zeigt Ricinusöl keine merkliche Leitfähigkeit und die Dielectricitätsconstante ist

constant: es verhält sich bei den angewandten Schwingungszahlen wie Luft. Alle übrigen untersuchten Flüssigkeiten leiten mehr oder weniger gut. Jedoch zeigen die schlecht leitenden Flüssigkeiten, Petroleum, Benzin, Mischungen von Benzin und Alkohol bis zu 7 Proc. ( $\lambda = 10^{-21}$ ,  $5 \cdot 10^{-22}$  bis  $3,5 \cdot 10^{-20}$ ) keine merkliche Aenderung der Dielectricitätsconstante und der Leitfähigkeit mit der Schwingungszahl. Sie verhalten sich also wie ein Condensator mit parallel geschaltetem Widerstand. Dadurch unterscheiden sie sich wesentlich von den oben untersuchten festen Dielectricis, gemäss der Homogenität und der geringeren Rückstandsbildung von Flüssigkeiten.

Bei den alkoholreicheren Mischungen ( $\lambda = 1,4 \cdot 10^{-20}$  bis  $7,7 \cdot 10^{-20}$ ) wird zum ersten Male eine mit wachsender Leitfähigkeit steigende Aenderung der Dielectricitätsconstante mit der Schwingungszahl merklich. Stärker ist sie bei Anilin und am stärksten bei Wasser, wo sie für die Schwingungszahlen 128 und 64 bis weit über 100 Proc. ansteigt. Die wirksame Leitfähigkeit ändert sich dabei nicht.

Nach dem Platiniren der Electroden wurde die Aenderung wesentlich geringer. Dies beweist, dass das Ansteigen der wirksamen Capacität eine Folge von Polarisisation ist. Die Versuche zeigen ferner, dass der durch Polarisisation bewirkte Fehler um so kleiner ist, je höher die Schwingungszahl und je grösser der Widerstand und die Polarisationscapacität sind.

Es entspricht dies der von M. Wien<sup>1)</sup> kürzlich gegebenen Correctionsformel

$$c_2 = c_1 \left( 1 + \frac{1}{n^2 w_1^2 c_1 C} \right),$$

worin  $c_1$  die electrostatische Capacität,  $C$  die Polarisationscapacität des Flüssigkeitscondensators bedeutet, während  $w_1$  merklich  $= w_2$  bleibt.

Die Untersuchung der Gemische von Benzin und Aethylalkohol ergibt als Nebenresultat, dass die Dielectricitätsconstante keineswegs so stark zunimmt, wie man erwarten sollte.

Bezeichnet  $m$  die Volumtheile Aethylalkohol, demgemäss

1) M. Wien, Wied. Ann. 58. p. 67f. 1896.

( $100 - m$ ) die Volumtheile Benzin, aus denen sich die Mischung zusammensetzt, so ist die Dielectricitätsconstante der Mischung, nach der bei solchen üblichen Regel<sup>1)</sup>, wenn man noch die Dielectricitätsconstante des Benzins = 1,92, die des Aethylalkohols = 28 setzt:

$$K = \frac{m \cdot 26 + (100 - m) 1,92}{100}.$$

Hiernach müsste beim letzten Gemisch die Capacität 0,00790 statt 0,00446 Mikrof. betragen.<sup>2)</sup>

Auch der Widerstand ändert sich nicht der Erwartung entsprechend, wie ein Blick auf die Tabellen lehrt, sondern ist beispielsweise bei dem 4proc. Gemisch gerade so gross wie bei dem 1procentigen.

Ein derartiger Gang, wie ihn die Tabellen aufweisen, wurde an zwei verschiedenen Beobachtungsreihen festgestellt und ist nicht etwa durch Versuchsfehler veranlasst.

#### VII. Schluss.

Das kurz zusammengefasste Resultat der vorstehenden Untersuchung ist folgendes:

Sowohl bei den festen, als auch bei den besser leitenden flüssigen Dielectricis zeigt sich eine Aenderung der Capacität mit der Schwingungszahl des benutzten Wechselstromes.

1. Bei den *festen* Dielectricis tritt gleichzeitig ein Energieverlust auf, der mit der Schwingungsdauer wächst und um so grösser ist, je grösser die Aenderung der Capacität mit der Schwingungszahl ist. Diese Erscheinungen treten bei denselben Substanzen auf, die eine starke Rückstandsbildung zeigen. — Die Rechnung ergibt, dass die Capacität eines mit einem geschichteten Dielectricum gefüllten Condensators, sowie der darin stattfindende Energieverlust in ähnlicher Weise von der Schwingungszahl abhängig sind. Es ist daher möglich, dass eine Inhomogenität der Dielectrica die Ursache der beobachteten Erscheinung ist.

2. Bei Flüssigkeiten wurde die beobachtete Aenderung der

1) Vgl. Silberstein, Wied. Ann. 56. p. 672. 1895.

2) Bouty, Compt. rend. 114. p. 1421. 1892 fand, dass Aethylalkohol mit der Dielectricitätsconstante = 8 in solche Mischungen eingeht.

Capacität mit der Schwingungszahl kleiner nach dem Platiniren des Platincondensators. Die Rechnung ergibt, dass die Polarisation eine ähnliche Wirkung, wie die beobachtete, auf die Capacität eines Flüssigkeitscondensators ausüben muss. Es ist daher anzunehmen, dass die galvanische Polarisation der Hauptgrund der beobachteten Aenderung der Capacität ist.

Würzburg, Physik. Institut d. Univers.

(Eingegangen 22. Juni 1898.)



7. *Ueber die Spectra einiger Elemente bei der stetigen Glimmentladung in Geissler'schen Röhren und die Abhängigkeit der Lichtstrahlung von Stromstärke und Druck; von Alfred Kälähne.*

(Auszug aus der Berliner Inaug.-Diss. des Verf.)

Einleitung.

§ 1. Von den verschiedenen Arten der electricischen Entladungen in Geissler'schen Röhren ist der constante Strom der Hochspannungsbatterie, dessen Einführung in die Physik wir Hittorf verdanken, bisher nur wenig zum Studium der Spectralerscheinungen benutzt worden. Ausser den Angaben, welche Hittorf<sup>1)</sup> selbst in seinen Arbeiten über die Electricitätsleitung der Gase bezüglich der Spectra von Stickstoff und Wasserstoff bei dieser Art der Erregung macht, lagen nur vereinzelte, gelegentlich gemachte Beobachtungen von anderer Seite, besonders von Warburg, vor. Letzterer fand, als er bei Untersuchungen über das Kathodengefälle bei der Glimmentladung die Dämpfe von Natrium und Quecksilber zum Leuchten brachte, dass das positive Licht des Hg-Dampfes ein bis dahin unbekanntes continuirliches Spectrum lieferte, Natrium dagegen nur die *D*-Linien. Mit dem Inductorium konnte er das continuirliche Quecksilberspectrum nicht erhalten und schloss daraus, dass die Temperatur der Entladung in letzterem Falle bereits zu hoch für die Entstehung desselben sei.

In der That ist ja die Erwärmung der leuchtenden Gas-theilchen durch den constanten Strom, wie Hittorf experimentell nachgewiesen und Warburg<sup>2)</sup> aus der Theorie der der Wärmeleitung berechnet hat, unter geeigneten Umständen, nämlich bei kleiner Stromdichte, verhältnissmässig gering und kann weniger als 100° C. betragen, während bei den stoss-

1) Hittorf, Wied. Ann. 7, p. 553. 1879.

2) E. Warburg, Wied. Ann. 54. p. 265. 1895.

weisen Entladungen des Inductoriums die maximale Temperatursteigerung, auf die es besonders ankommt, im allgemeinen grösser ist. Dabei kann dieselbe jedoch — schwache Entladungen und weite Röhren vorausgesetzt — ebenfalls noch weit unter der Glühhitze liegen, sodass in beiden Fällen das Leuchten kein thermactines, sondern ein allactines oder, in E. Wiedemann'scher Bezeichnung, Luminescenzleuchten ist. Will man also Gas- oder Dampfspectra bei relativ niedrigen Temperaturen erhalten, so ist der Strom der galvanischen Batterie den Entladungen des Inductoriums entschieden überlegen. Schon Hittorf machte auf den Vortheil aufmerksam, der daraus für das Studium der mehrfachen Spectra erwächst, und erklärte es für wünschenswerth, dass die von ihm selbst und Plücker<sup>1)</sup> mit dem Inductorium ausgeführten Untersuchungen über die mehrfachen Spectra der Elemente nach dieser Seite hin ergänzt würden.

Eine andere werthvolle Eigenschaft des constanten Stromes ist die, dass man seine Intensität und damit die dem Gase in der Zeiteinheit zugeführte Energiemenge durch Ein- oder Ausschalten von Widerständen in beliebiger, durch galvanometrische Messungen leicht controlirbarer Weise stetig variiren kann. Man hat demnach in der durch den Strom erzeugten Glimmentladung ein ausgezeichnetes Mittel, die Lichtemission der Gase und Dämpfe in Geissler'schen Röhren unter bestimmten Bedingungen, welche durch die Stromstärke einerseits, den Zustand des Dampfes andererseits gegeben sind, zu studiren und ihre Abhängigkeit von denselben messend zu verfolgen.

§ 2. In der vorliegenden Arbeit habe ich nun unter Anwendung des Stromes einer Batterie von 600 Elementen

1. die Spectra einiger Elemente bei der stetigen Glimmentladung qualitativ untersucht und

2. bei einigen derselben (Quecksilber und Cadmium) die Abhängigkeit der Lichtintensität von Stromstärke und Dampfdruck für bestimmte Wellenlängen photometrisch gemessen.

Bei einigen der untersuchten Stoffe zeigten sich der Erwartung gemäss Spectra erster Ordnung, theils aus cannelirten,

---

Plücker u. Hittorf, Trans. Roy. Soc. Lond. 155. p. 1. 1865.

in Linien auflösbaren, theils aus continuirlichen Banden bestehend. Es ergab sich jedoch, dass dieselben nicht bloss unter dem Einfluss des constanten Stromes auftreten, denn das Glimmlicht, welches durch die Entladungen eines kleinen, mit 2—4 Volt Spannung betriebenen Inductoriums in denselben Röhren hervorgebracht wurde, lieferte die nämlichen Spectra, ein Resultat, das auch durch eine während dieser Untersuchungen veröffentlichte Arbeit von E. Wiedemann und G. C. Schmidt<sup>1)</sup> bestätigt worden ist.

### I. Apparate und Beobachtungsmethoden.

#### 1. Die Entladungsröhren.

§ 3. Die Entladungsröhren wurden zum grössten Theil aus dem im hiesigen Institut benutzten Thüringer Glas von mittlerer Schmelzbarkeit hergestellt, das sich im allgemeinen gut bewährte. Bei einigen wurde sogenanntes Resistenzglas aus der Glashütte von Greiner & Friedrich angewandt, ohne dass diese Röhren wesentliche Vortheile gegenüber den anderen gezeigt hätten.

Zur Erzielung genügender Lichtstärke hatten die Röhren meist die von Schuster und anderen beschriebene, aus Fig. 1 ersichtliche H-Form mit Längsdurchsicht. Die seitlichen, verticalen Schenkel, welche zur Aufnahme der Electroden dienten, waren 15—20 mm weit, das horizontale Verbindungsrohr hatte Durchmesser von 3, 8 und 10 mm und Längen zwischen 6 und 10 cm. Die Zuleitung des Stromes zu den Electroden vermittelten dünne Platindrähte, die auf

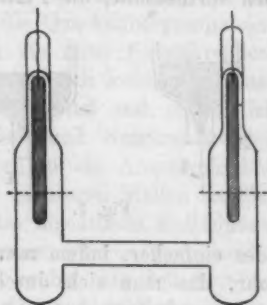


Fig. 1.

1) E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, Sitzungsber. d. phys.-med. Soc. zu Erlangen, 12. Nov. 1895. Ein Theil der Resultate, sowie die Versuchsanordnung sind in der Arbeit von A. C. Jones wiedergegeben Wied. Ann. 62. p. 30. 1897. Leider fehlen Temperaturangaben oder auch nur Schätzungen vollständig. Auch ist nicht zu erkennen, wie weit bei der benutzten Versuchsanordnung der Druck in den Röhren constant gehalten werden konnte.

eine Strecke von etwa 1 cm in die engeren Ansatzröhrchen eingeschmolzen waren. Auf diese Weise wurde ein luftdichter Verschluss erzielt, der, wenn die Einschmelzstellen sorgfältig gekühlt waren, auch bei starkem Erhitzen aushielt, falls nicht, wie beim Cadmium, das Platin mit dem Dampf Legirungen bildet, in welchem Falle die Einschmelzstellen nach kurzer Zeit sprangen. Durch eine einfache, weiter unten beschriebene Einrichtung, bei der das Platin vor der Berührung mit dem Metaldampf geschützt wird, konnte das Springen verhütet werden.

Als Electroden dienten dünne Platinblechstreifen von etwa 3 mm Breite und 30 mm Länge oder Aluminiumdrähte von 2—3 mm Durchmesser, welche an die Platindrähte angeschweisst wurden, oder auch, bei der Untersuchung von Metaldämpfen, die flüssigen Metalle selbst. In letzterem Falle, wo sich die Electroden natürlich unten befanden, erwies es sich vortheilhaft, die Platindrähte vor dem Einschmelzen mit

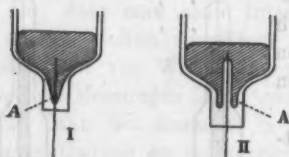


Fig. 2.

einem dünnen Glasmantel zu umgeben, aus dem nur die Spitze etwa 2 mm weit hervorragte. Dieser Mantel wird entweder durch Aufwickeln eines in der Flamme erweichten dünnen Glasfadens auf den Draht hergestellt, oder einfacher, indem man ein Stück dünnwandiges Capillarrohr, das man sich durch Ausziehen einer engen Biegröhre leicht verfertigen kann, über den Draht schiebt und in der Gebläseflamme festlötet. Dies Verfahren ist besonders bei sehr dünnen Drähten bequemer. Die Einschmelzstellen hatten also obenstehende Form II (Fig. 2); das geschmolzene Electrodenmetall bedeckt dabei den Platindraht vollständig, sodass derselbe nirgends mit dem Dampf in Berührung kommt, dessen zerstörender Einfluss sich viel grösser erwies als der des flüssigen Metalles. Durch die getroffene Einrichtung sind nämlich die spitzen Winkel vermieden, welche, wenn man den Draht ohne Glasmantel einschmilzt, bei A zwischen diesem und den Glaswänden entstehen, wie I (Fig. 2) zeigt, und in die das flüssige Metall nicht vollständig eindringen kann, weil der geringe Luftrest, der in diesem durch das flüssige Metall von dem Gesamt-

volumen der Röhre abgetrennten Raume zurückbleibt, immer einen endlichen Raum einnimmt, und infolge dessen eine Luft-hülle um den Draht entsteht, welche das flüssige Metall, aber nicht die Dämpfe desselben fernhält. Ist jedoch der Draht mit Glas umgeben, so sind die Luftreste, welche bei A zurückbleiben, ohne Bedeutung, da sie nicht mit dem Draht in Berührung kommen.

Ausser den längssichtigen Röhren wurden bei einigen Versuchen auch einfach cylindrische mit Querdurchsicht benutzt, bei denen die Electroden sich oben und unten befanden.

§ 4. Herstellung und Füllung der Röhren geschah in der Weise, dass sie nach sorgfältiger Reinigung mit Salzsäure und destillirtem Wasser — Alkohol und Aether wurden zwecks Fernhaltung von Kohlenwasserstoffen vermieden — und Trocknen mittels eines durch einen Glaswollepfropf staubfrei gemachten Luftstromes sofort mit den Electroden versehen und, mit der betreffenden Substanz gefüllt, an die Quecksilberpumpe angeschmolzen wurden. Hier wurden sie unter fortwährendem Wegpumpen der von den Gefässwänden sich loslösenden Gase längere Zeit auf etwa  $300^{\circ}$ — $350^{\circ}$  C. erhitzt und schliesslich von der Pumpe abgeschmolzen. Jod und Natrium wurden nicht direct in die Röhren, sondern in ein Ansatzröhrchen eingeführt, dass beim Natrium an mehreren Stellen capillar ausgezogen war. Nachdem dann das eigentliche Entladungsrohr auf die angegebene Weise evacuirt worden war, wurden diese Röhrchen ebenfalls erwärmt, wobei das Jod hinübersublimirte und das Natrium, indem das Oxyd an den verengten Stellen hängen blieb, rein in das Entladungsrohr hinabfloss. Die Ansatzröhrchen wurden dann abgeschmolzen. In einem Falle wurde das Natrium electrolytisch nach der von Warburg<sup>1)</sup> angegebenen Methode eingeführt. Brom wurde nach der Goldstein'schen<sup>2)</sup> Methode, in dünnwandige Glaskügelchen eingeschmolzen, zusammen mit einigen rundgeschmolzenen Stücken eines Glasstabes in das Rohr eingebracht. Nach dem Abschmelzen von der Pumpe wurden diese Kügelchen durch Schütteln zertrümmert und das Brom frei gemacht.

1) E. Warburg, Wied. Ann. 40. p. 1. 1890.

2) Goldstein, Sitzungsber. d. physik. Gesellsch. zu Berlin. 1886; Wied. Beibl. 14. p. 616.

Um die Oxydation der Metalle, besonders wenn sie als Electroden dienten, zu verhindern, wurde der Apparat während des Erhitzens an der Pumpe mehrere Male mit trockenem Stickstoff gefüllt und wieder leer gepumpt. Derselbe wurde aus atmosphärischer Luft, welche mittels Aetzkali und Phosphorpentoxyd von Kohlensäure und Wasserdampf befreit war, durch Absorption des Sauerstoffs mittels Phosphors hergestellt und durch electrolytisch eingeführtes Natrium von den letzten Sauerstoffresten befreit.

Um den Joddampf von der Pumpe abzuhalten, wurde zwischen diese und das Entladungsrohr ein mit unechtem Blattgold gefülltes Rohr eingeschaltet. Dasselbe Mittel erwies sich auch geeignet, umgekehrt den Quecksilberdampf fast vollständig von den Entladungsröhren fernzuhalten.

Die so hergestellten Röhren zeigten fast durchweg erst nach längerem starken Erhitzen im Heizbad Spuren von Verunreinigungen durch Gase, die sich noch von den Wänden oder Electroden lösten. Eine Ausnahme bildeten die mit Brom und Natrium gefüllten. Bei diesen trat jedesmal nach kurzer Zeit das Wasserstoffspectrum auf, vermuthlich infolge der Zersetzung der noch an den Glaswänden haftenden NaOH-Schicht durch diese sehr energisch wirkenden Stoffe. Die Banden des Kohlenoxydes, die sonst in derartigen Röhren häufig beobachtet worden sind, zeigten sich niemals.

## 2. Die Stromquelle und Strommessung.

§ 5. Als Stromquelle diente eine Accumulatorenbatterie von 600 Elementen in der zuerst von Zehnder<sup>1)</sup> angegebenen Form, die eine Spannung bis zu 1200 Volt lieferte.

Die Zuleitung des Stromes zu den Entladungsröhren erfolgte durch dünne Kupferdrähte, welche durch Glas- und Siegellackträger gegen die Umgebung isolirt waren. Mehrere nach Hittorf's Angaben aus einer zehncprocentigen Lösung von Jodcadmium in Amylalkohol hergestellte Widerstände ermöglichten eine beliebige Aenderung der Stromstärke; zur Umkehrung der Stromrichtung dienten Commutatoren, die in der bekannten Wippenform aus Paraffinklötzen hergestellt waren.

1) Zehnder, Wied. Ann. 49. p. 556, 1893.



Die Stromintensität wurde durch ein kleines, stark gedämpftes Spiegelgalvanometer mit Ringmagnet und einem Widerstand von etwa 140 Ohm gemessen, das durch einen Nebenschluss vom Hauptstrom abgezweigt war. Durch geeignete Wahl des Widerstandes im anderen Zweige konnte das Instrument zur Messung sehr verschieden starker Ströme benutzt werden. Da sich seine Empfindlichkeit im Laufe der Untersuchung etwas änderte, so wurde sie von Zeit zu Zeit mit Hilfe eines Raps'schen Präcisions-Volt- und Ampèremeters neu bestimmt. Ein in den Stromkreis eingeschaltetes Telephon diente zur Beurtheilung der Stetigkeit des Stromes.

Neben dem constanten Strom wurde, wie ich bereits in der Einleitung bemerkte, ein kleines Inductorium benutzt, das mit dem Strome eines Bleiaccumulators von 2—4 Volt Spannung betrieben wurde.

### 8. Heizbad und Temperaturmessung.

§ 6. Um die zum Hindurchleiten des Stromes erforderliche Dampfspannung herzustellen und constant zu halten, wurden Luftbäder benutzt, die aus dem eigentlichen Heizkasten und einem denselben umgebenden Mantel, beide aus starkem Eisenblech, bestanden. Die zwischen ihnen befindliche Luftschicht von 1—2 cm Dicke verringert die Ableitung der Wärme nach aussen und bewirkt eine gleichmässigere Temperaturvertheilung im Innern. Durch einige mit durchbohrten Kork- oder Asbeststopfen verschlossene schornsteinartige Aufsätze wurden die Zuleitungsdrähte und Thermometer eingeführt; zwei Glimmer- bez. Glasfenster gestatteten die Durchsicht in das Innere.

Für die bei einigen Versuchen mit Cadmium und Natrium benutzten cylindrischen Röhren mit Querdurchsicht hatte der Thermostat die von Warburg<sup>1)</sup> bei seinen Untersuchungen über Electrolyse des Glases beschriebene Form und Einrichtung. Bei den anderen kam zuerst ein grösserer Kasten von 22 cm Länge, 15 cm Breite und derselben Höhe mit Glimmerfenstern an den Schmalseiten zur Verwendung. Zur Erreichung höherer Temperaturen erwies sich derselbe jedoch ungeeignet; ausserdem störten die von den Glimmerfenstern herrührenden

1) Warburg, Wied. Ann. 21. p. 622. 1884.



Interferenzstreifen, welche bei durchgehendem Lichte auftraten. Ich liess deshalb einen kleineren Apparat anfertigen, der sich sehr gut bewährte und mit verhältnissmässig geringen Mitteln Temperaturen bis zu  $600^{\circ}$  hervorzubringen gestattete.

§ 7. Den Heizkasten bildete eine beiderseits offene Trommel (Fig. 2a) aus starkem Eisenblech von 20 cm Länge und 9 cm Durchmesser, die horizontal auf vier angenieteten Eisenfüssen ruht und oben mit drei ebenfalls angenieteten Schornsteinen versehen ist. In die offenen Stirnseiten sind Deckel eingepasst, welche in der Mitte in viereckigen Rahmen Fenster aus gewöhnlichem Spiegelglas von etwa 2 mm Dicke tragen. Diese Trommel wird von einem unten offenen Mantel umhüllt, der ungetäpft die Gestalt eines Sargdeckels hat und auf vier an



Fig. 2a.

den Eisenfüssen der Trommel befestigten Consolen aufliegt. An den Stirnseiten ist er ebenfalls mit Glasfenstern versehen, und oben sind ausser den Oeffnungen, durch welche die Schornsteine herausragen, mehrere durch Schieber verschliessbare Löcher, welche zum Abzug der Verbrennungsgase dienen. Die Erhitzung erfolgt durch einige unter der Trommel aufgestellte Bunsenbrenner, deren Flammen dieselbe von unten und den Seiten, in dem Raum zwischen Trommel und Mantel, umspülen. Mit drei grossen Bunsen'schen Ringbrennern konnte die Temperatur bis auf  $600^{\circ}$  getrieben werden, für Temperaturen bis zu  $200^{\circ}$  genügten zwei oder drei kleine Flämmchen, die in einiger Entfernung unter der Trommel brannten. Wenn dafür gesorgt wurde, dass die Glasfenster nicht direct von den Flammen getroffen wurden, so hielten sie sich völlig unversehrt und hatten dabei gegenüber den Glimmerfenstern, abgesehen von dem Fehlen der Interferenzerscheinungen, noch den Vorzug, dass sie weniger Licht absorbirten.

§ 8. Gemessen wurden die tieferen Temperaturen mit einem Quecksilberthermometer aus Jenaer Glas, dessen Eis- und Siedepunkt öfter controlirt wurden; die höheren mit einem Thermoelement, das nach den Angaben von Holborn und Wien aus Platin und einer Platin-Rhodiumlegirung bestand; an einem zugehörigen d'Arsonval'schen Galvanometer, das in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geaicht war, konnte die Temperaturdifferenz der beiden Lötstellen direct abgelesen werden. Ein Theilstrich der Scala entsprach einer Differenz von  $10^{\circ}\text{C.}$ , bei der sehr ruhigen Lage der Nadel konnten jedoch einzelne Grade mit grosser Sicherheit geschätzt werden. Unter Berücksichtigung der Temperatur der zweiten Lötstelle sind die so erhaltenen Temperaturen sämmtlich auf den Nullpunkt des Quecksilberthermometers reducirt worden.

#### 4. Spectralapparate und Photometer.

§ 9. Zur Beobachtung und Ausmessung der Spectra kam ausser einem kleinen geradsichtigen Spectroskop ein grosses Spectrometer mit zwei Rutherford'schen Prismen und automatischer Minimumeinstellung zur Verwendung, welches die beiden *D*-Linien um etwa eine Bogenminute trennte.

Die Messungen der Lichtintensität wurden mit einem Glan'schen Spectrophotometer älterer Construction ausgeführt. Als Vergleichslichtquelle diente eine fünfundzwanzigkerzige electrische Glühlampe mit matter Glasbirne, welche, durch den Strom der Centrale gespeist, ein hinreichend constantes Licht lieferte. Um die Richtigkeit der mit diesem Instrument erhaltenen Resultate zu controliren, wurde mit demselben die Lichtabsorption einiger Rauchgläser für das Licht der Wellenlänge  $589\ \mu\mu$  bestimmt. Es ergab sich als Mittel aus mehreren Bestimmungen für das Verhältniss  $I'/I$  des durchgelassenen zum vollen Lichte der Werth 0,1493. Dasselbe Verhältniss wurde mit Hülfe eines Glan'schen Photometers von etwas anderer Construction, für dessen Ueberlassung zu gedachtem Zweck ich der Firma Schmidt & Hänsch hierselbst zu Dank verpflichtet bin, zu 0,1490 bestimmt. Die Uebereinstimmung zwischen beiden Werthen ist also eine recht gute. Ausserdem überzeugte ich mich durch besondere Versuche davon, dass diese Resultate nicht von der absoluten Grösse des Winkels

abhängen, um den das Nicol'sche Prisma gedreht werden musste, indem sich dieselben Werthe ergaben, wenn das Intensitätsverhältniss zwischen dem die absorbirenden Schichten passirenden Lichte und demjenigen der Vergleichslampe beliebig geändert wurde.

Ist  $L$  die (constante) Intensität des auf die eine (bei den Versuchen stets die obere) Spalthälfte fallenden Vergleichslichtes für eine bestimmte Wellenlänge,  $l$  die zu messende für dieselbe Wellenlänge,  $\alpha$  der Winkel, um den das Nicol'sche Prisma aus der Nullstellung gedreht werden muss, damit beide Hälften des Gesichtsfeldes gleich hell erscheinen, so ist:

$$l = c \cdot L \cdot \operatorname{tg}^2 \alpha,$$

wo  $c$  einen constanten, von Eins nicht sehr verschiedenen Factor bedeutet, der von der ungleichen Schwächung der beiden senkrecht zu einander polarisirten Lichtbündel in den Medien des Apparates herrührt. Da keine absoluten Messungen der Lichtstärke beabsichtigt waren, sondern nur die relativen Aenderungen derselben bestimmt werden sollten, so waren auch die absoluten Werthe von  $c$  und  $L$  gleichgültig und wurden nicht bestimmt. Als Maass der Strahlungsintensität  $l$  sind daher in den Tabellen einfach die Werthe  $\operatorname{tg}^2 \alpha$  bez. Vielfache davon angegeben.

## II. Die Spectra verschiedener Stoffe bei der Glimmentladung.

§ 10. Ausser Stickstoff wurden untersucht Jod, Brom, Quecksilber, Cadmium, Natrium, Zinn und Blei.

*Jod.*<sup>1)</sup> Röhre mit Längsdurchsicht, Durchmesser 3 mm, Länge 6 cm, Platinelectroden. Das Platin zerstäubt sehr stark, wahrscheinlich verbindet es sich dabei mit dem Jod, denn der Beschlag, der sich auf der Glaswand bildet, ist nicht schwarz, wie ein reiner Platinspiegel, sondern dunkelbraun. Der Sättigungsdruck des Jods ist bei Zimmertemperatur gerade für die Glimmentladung geeignet. Bei 35° C. ging der Strom infolge der Druckerhöhung bereits nicht mehr hindurch.

1) Vgl. Trowbridge u. Richards, Phil. Mag. (5) 70. p. 135. 1897. Die Verfasser haben mit einer grossen Batterie von 10000 Volt dasselbe erhalten.

Das positive Licht ist ungeschichtet und prächtig pfirsichblüthfarben. An der Kathode treten die typischen Erscheinungen auf (Goldstein's Kathodenschichten); das Licht derselben ist schwach und von fahlem Blaugrau. Das Spectrum ist das von Goldstein<sup>1)</sup> gefundene Bandenspectrum, das auch Ebert<sup>2)</sup> im Lichte einer mit Joddampf gefüllten, im electrischen Hochfrequenzfeld leuchtenden Röhre beobachtet hat. Es besteht aus einer grossen Anzahl schmaler Banden vom Rot bis Grün, dann folgt ein dunkler Raum, in dem sich drei helle Linien scharf abheben, und zuletzt ein weit ins Violett bez. Ultraviolett hineinreichendes continuirliches Spectrum, wenigstens konnte hier trotz der ziemlich starken Dispersion keine Andeutung von Streifungen oder Linien bemerkt werden, während die Banden des rothen und grünen Theils sich leicht in Linien auflösen liessen.

Bei ihren Untersuchungen über die „Electroluminescenzspectra organischer Verbindungen“ hatten E. Wiedemann und Schmidt<sup>3)</sup> gefunden, dass die Emissionsbanden derselben nicht genau dieselbe Lage haben wie die Absorptionsbanden, und deshalb die Vermuthung ausgesprochen, dasselbe möchte bei den Spectren der Haloide der Fall sein. Es wurde deshalb mit Hülfe des Vergleichsprismas das Absorptionsspectrum einer 2 cm dicken, auf 100° erwärmten Joddampfschicht unmittelbar über dem Emissionsspectrum entworfen. Dabei zeigte sich indess, dass beide einander völlig entsprechen.

*Brom.* Da die Spannung des gesättigten Bromdampfes bei gewöhnlicher Temperatur so hoch ist, dass nur die Funkenentladung stattfinden kann, so muss man entweder ungesättigten Dampf in so geringer Menge in das Rohr einführen, dass sein Druck klein genug bleibt, oder die Temperatur des im Rohre befindlichen flüssigen Broms soweit erniedrigen, bis der derselben entsprechende Sättigungsdruck die erforderliche Kleinheit erreicht. Es wurde die zweite Methode benutzt, indem der eine Schenkel der H-förmigen Entladungsröhre in eine Kältemischung aus fester Kohlensäure und Aether eingebettet wurde. Der Bromdampf, der zunächst in der ganzen

1) Goldstein, l. c.

2) Ebert, Wied. Ann. 53. p. 144. 1894.

3) E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, Wied. Ann. 56. p. 18. 1895.

Röhre unter dem der Zimmertemperatur entsprechenden Sättigungsdruck steht, wird an dieser Stelle stark abgekühlt und condensirt sich daher zu flüssigem bez. festem Brom unter dem dieser tieferen Temperatur entsprechenden Sättigungsdruck. Solange nun an anderen Stellen der Röhre noch flüssiges oder dampfförmiges Brom unter höherem Druck vorhanden ist, muss dasselbe nach der abgekühlten Stelle hindestilliren, solange bis an allen Punkten derselbe niedrigere Druck herrscht, der nur von der Temperatur der Kältemischung abhängt.

Das positive Licht der Glimmentladung war wie beim Jod ungeschichtet, die Farbe röthlich-violett; das Kathodenlicht war geschichtet. Das Spectrum des positiven Lichtes erwies sich als ein dem Absorptionsspectrum entsprechendes Bandenspectrum.

*Quecksilber.* Das Spectrum desselben ist am genauesten untersucht worden von Eder und Valenta<sup>1)</sup>, welche die Existenz eines Bandenspectrums neben dem Linienspectrum nachwiesen und das letztere um eine grosse Anzahl neuer Linien bereicherten. Schon vorher hatte, wie früher bemerkt, Warburg<sup>2)</sup> bei seinen Untersuchungen über das Potentialgefälle im Quecksilberdampf ein continuirliches grünes Band im positiven Licht der Glimmentladung beobachtet, sodass nunmehr statt des einen Linienspectrums drei, oder wenn man mit Eder und Valenta die Linien auch noch zwei verschiedenen zutheilt, gar vier Spectra dieses Metalles bekannt sind. Nach den Beobachtungen Warburg's war es zweifelhaft, ob das continuirliche Spectrum nur mit dem constanten Strom oder auch mit dem Inductorium zu erhalten ist, andererseits war zu untersuchen, ob die Eder-Valenta'schen Banden auch bei der Glimmentladung erscheinen.

Es wurden *längssichtige* Röhren mit 3 und 8 mm Durchmesser benutzt; in den *engen* traten die Hauptlinien des Linienspectrums  $\lambda = 579, 577, 546, 436 \mu\mu$  und bei Drucken über

1) Eder u. Valenta, Wied. Ann. 55. p. 479. 1895. Die fünf Banden reichen vom Grün bis zum Ultraviolett und bestehen aus zahlreichen feinen Linien, deren Intensität an den nach dem Rot zu liegenden scharfen Kanten am grössten ist.

2) Warburg, Wied. Ann. 40. p. 1. 1890.

1 mm (etwa von  $135^{\circ}$  an) ganz schwach das continuirliche grüne Band auf, während das letztere im Lichte der weiteren Seitenschenkel stärker ausgebildet war. Auch die Eder-Valenta'schen Banden waren in diesen engen Röhren zu sehen, aber nur, wenn das eine Ende der Röhre stärker erhitzt wurde, sodass das Hg durch das Verbindungsrohr hindurch destillirte. In ähnlicher Weise hatten Eder und Valenta dieselben erhalten, indem sie Funkenentladungen durch destillirendes Quecksilber gehen liessen. E. Wiedemann und Schmidt, welche dasselbe Resultat mit der Influenzmaschine erzielten, geben nur an, dass höherer Druck und stärkere Erregung die Banden zum Vorschein bringt.

In dem 8 mm weiten Rohr war von diesen Banden nie etwas zu sehen. Dagegen zeigte sich hier bei höheren Drucken (bis zu 10 mm, bei etwa  $180^{\circ}$ ) das continuirliche Spectrum mit fast blendendem Glanze und reichte dabei von Roth bis Indigo, etwa von  $\lambda = 650 \mu\mu$  bis  $\lambda = 435 \mu\mu$ . Es trat jedoch nie allein auf, sondern die Linien, besonders die grüne Hauptlinie  $\lambda = 546 \mu\mu$ , hoben sich deutlich und *scharf* von dem hellen Hintergrunde ab, ein Beweis, dass die beiden Spectra voneinander unabhängig sind. Auflösung des continuirlichen Spectrums in Linien gelang bei der angewandten Dispersion nicht.

Genau dieselben Erscheinungen zeigten sich bei Benutzung des Inductoriums statt des Batteriestromes, nur waren dabei die Linien relativ stärker gegenüber dem continuirlichen Spectrum.

**Cadmium.** Ausser Röhren mit Längsdurchsicht (von 8 mm Weite und 6 cm Länge) wurden cylindrische mit Querdurchsicht von 3 cm Weite und 8—10 cm Länge benutzt. Bei den letzteren, die mit Platin- bez. Aluminiumelectroden versehen waren, wurde der schon früher hervorgehobene Uebelstand sehr empfunden, dass das Platin sich sehr energisch mit dem Cadmiumdampf legirt, wie es scheint, unter Volumvergrößerung, weshalb die Röhren an den Einschmelzstellen sehr bald sprangen und undicht wurden. Die längssichtigen Röhren, welche nach der im § 3 beschriebenen Methode mit Cadmiumelectroden versehen waren, hielten bedeutend länger. Das Temperaturintervall, in welchem die Dampfspannung den Stromdurchgang gestattete, reichte von etwa  $350^{\circ}$  bis  $460^{\circ}$  C.



Sowohl die engeren längssichtigen, wie die weiten cylindrischen Röhren lieferten qualitativ übereinstimmende Spectra, nämlich:

1. das Linienspectrum, in dem die Linien  $\lambda = 643,9, 508,6, 480,0$  und  $467,8 \mu\mu$  am meisten hervortraten, während  $515,5, 466,3, 441,6$  viel schwächer und  $537,9$  nebst  $533,9$  nur zuweilen sichtbar waren. Die übrigen Linien des Funkenspectrums fehlten;

2. bei höheren Drucken ein schwaches continuirliches Band von etwa  $550 \mu\mu$  bis  $450 \mu\mu$ ;

3. zwei aus zahlreichen feinen Linien bestehende Banden, deren scharfe Kanten nach Roth zu liegen und den Wellenlängen  $449,8$  und  $430,0 \mu\mu^1$ ) entsprechen.

Dieselben Resultate ergaben sich bei Anwendung des Inductoriums, nur war hier wieder der continuirliche Hintergrund schwächer, die Linien und Banden unter (1 und 3) stärker entwickelt.

Diese Beobachtungen beziehen sich auf das positive Licht, dass im allgemeinen hellgrün, bei stärkerem Hervortreten der beiden Banden unter 3 (also bei höherem Druck) blau gefärbt war. Im negativen, röthlich scheinenden Licht waren nur die Linien vorhanden, und zwar überwog hier die rothe Linie  $643,9$  die übrigen, während im positiven Licht  $508,6$  und  $480,0$  stärker waren.

Schichtung des positiven Lichtes war in den längssichtigen Röhren nicht zu bemerken, wohl aber in den  $3$  cm weiten Röhren, wo sie eine der schönsten Erscheinungen dieser Art darbot. Die übereinander liegenden Schichten — je nach den Umständen drei bis fünf — bildeten, sich nach der Anode zu verjüngend, einen Kegel, dessen Spitze mit dem Ende der Anode zusammenfiel. Die der Kathode zugewandten convexen Kuppen derselben leuchteten bei höherer Temperatur — etwa von  $390^\circ$  an, wo die Erscheinung zuerst ganz schwach zu sehen war — mit prächtig indigoblauem Lichte, das im Spec-

1) In einer auf Grund der E. Wiedemann-Schmidt'schen Beobachtungen von Hrn. A. C. Jones ausgeführten Untersuchung „über die verschiedenen Spectra des Cd, Zn etc.“ (Inaug.-Dissert. Erlangen, 1896; Wied. Ann. 62. p. 30. 1897) sind die auf photographischen Messungen beruhenden jedenfalls genaueren Werte  $449,4$  und  $429,9$  angegeben.



trum die beiden Banden (Nr. 3) sehr scharf und deutlich zeigte. Im übrigen waren die Schichten hellgrün.

*Natrium.* Bei etwa  $300^{\circ}$  (mit dem Quecksilberthermometer gemessen) waren sowohl in Röhren von 3 mm wie 10 mm Weite nur die vom Bogen- und Funkenspectrum her bekannten Linienpaare vorhanden ausser dem Paare  $567,6 \mid 567,0 \mu\mu$ , das aber auch dort nur sehr schwach ist. Die Linien waren, wie das bei dem noch sehr geringen Dampfdruck zu erwarten war, alle vollkommen scharf. Eine eigenthümliche Erscheinung, die meines Wissens in dieser Art noch nicht beobachtet worden ist, fiel mir dabei auf. Die beiden Componenten eines jeden Paares waren nämlich nicht gleich hell, sondern hatten, wie deutlich zu erkennen war, verschiedene Intensität. Beim *D*-Paar war  $589,0 \mu\mu$  heller als  $589,6$ ; bei allen übrigen dagegen überwog die Intensität der Linie mit grösserer Wellenlänge, was besonders deutlich bei dem grünen Paare  $568,8 \mid 568,3$  hervortrat. Bei dem geringen Farbenunterschied der nur etwa  $0,5 \mu\mu$  auseinander liegenden Linien ist wohl eine optische Täuschung ausgeschlossen, vielmehr scheint hier eine Gesetzmässigkeit vorzuliegen, durch die sich die *D*-Linien von den anderen im sichtbaren Gebiet liegenden Linien unterscheiden. Kayser und Runge<sup>1)</sup> haben auf Grund anderer Eigenschaften die *D*-Linien mit einigen ultravioletten Linien (die übrigens nach Eder und Valenta<sup>2)</sup> auch im Flammenspectrum des Na vorkommen, also jedenfalls in Lockyer'schem Sinne „lange Linien“ sind) zu einer Hauptserie, die übrigen Linien zu zwei Nebenserien zusammengefasst. Es wäre interessant, zu erfahren, ob sich das von mir beobachtete Verhalten der *D*-Linien bezüglich der Intensität, das im Gegensatz zu dem der Linien der Nebenserien steht, auch bei den ultravioletten Gliedern der Hauptserie wiederfindet. Versuche habe ich über diesen Punkt nicht angestellt.

Bei höheren Temperaturen (zwischen  $400^{\circ}$  und  $500^{\circ}$ ) zeigte sich ausser den Linien noch ein auch von E. Wiedemann und Schmidt beobachtetes grünes Band bei  $\lambda = 500 \mu\mu$ . Leider wurde die Innenwand der Glasröhre so schnell von dem

1) Kayser u. Runge, Wied. Ann. 41. p. 309. 1890.

2) Eder u. Valenta, Denkschr. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien; Math.-naturw. Klasse, 61. 1894.

Natriumdampf unter Ausscheidung dunkelbraunen Siliciums angegriffen, dass bei der dadurch bedingten Schwächung des austretenden Lichtes genauere Beobachtungen nicht möglich waren; es konnte deshalb nicht entschieden werden, ob diese Bande sich bei der von mir benutzten Dispersion in Linien auflösen lässt oder nicht.

Von den Linien zeigten die nunmehr stark verbreiterten *D*-Linien die bekannten Umkehrungserscheinungen, indem in der Mitte des entstandenen breiten gelben Bandes zwei feine dunkle Linien auftraten, die mit zunehmendem Druck selbst breiter wurden. Die übrigen Linien waren scharf und nicht umgekehrt, aber zum grössten Theil sehr schwach.

Zum Schluss wurden *Zinn* und *Blei* untersucht. Letzteres gab gar keine Resultate; selbst bei  $600^{\circ}$  C. war die Dampfspannung noch zu klein, um den Strom hindurchzulassen. Die Entladungen des Inductoriums gingen zwar hindurch, aber ohne dass Linien des Pb auftraten.

In einer mit Zinn (Sn) gefüllten Röhre von 8 mm Weite wurde bei etwa  $480-550^{\circ}$  sowohl mit dem constanten Strom wie mit dem Inductorium ein Spectrum erhalten, das aus Linien und Banden bestand; es zeigte sich jedoch, dass die helleren Linien (die schwachen liessen sich nicht messen) sämmtlich dem *Zinn* angehörten, das also in dem zur Füllung benutzten, angeblich chemisch reinen Zinn in ziemlicher Menge als Verunreinigung vorhanden gewesen sein muss. Am stärksten waren die Linien  $\lambda = 636$ ,  $481,0$  und  $472,2$ ; nächst diesen  $467,8$ ,  $518$  und  $508 \mu$ . Die beiden im Blau liegenden *Banden* waren verwaschen und liessen sich, weil keine scharfen Kanten bestimmt hervortraten, schwer messen. Als Lage der Maxima in denselben wurde  $\lambda = 431,5$  und  $425 \mu$  ungefähr bestimmt. Da ausser den Zinklinien keine anderen hellen Linien zu sehen waren, so konnten auch die Banden nur diesem Metall angehören.<sup>1)</sup>

§ 11. Als Hauptresultate dieser Untersuchung ergeben sich also folgende:

1) In der früher angeführten Arbeit von Jones ist eine dreifache Zinkbande mit drei Maximis bei  $430,2$ ,  $426,0$  und  $424,0$  angeführt. Sie scheint mit den hier beobachteten Banden identisch zu sein.

1. dass nicht nur die Metalloide, sondern auch Metalle (Hg, Cd, Zn, Na) bei der stetigen Glimmentladung im Geisslerrohr Spectra niederer Ordnung (Bandenspectra) liefern;

2. dass auch die durch das Inductorium erzeugte Glimmentladung dieselben Spectra liefert, nur mit dem Unterschied, dass die an relativ niedrige Temperaturen gebundenen Bandenspectra (besonders die continuirlichen) gegenüber dem Linien-spectrum schwächer entwickelt sind als beim constanten Strom.

### III. Die Abhängigkeit der Lichtstrahlung von Stromstärke und Dampfdruck bei Quecksilber und Cadmium.

§ 12. Ueber die Strahlung der Gase unter dem Einfluss der stetigen Glimmentladung in Geissler'schen Röhren und ihre Abhängigkeit von Stromstärke und Druck liegt bisher nur eine Arbeit von K. Ångström<sup>1)</sup> vor, der dieselbe bolometrisch für N, H, O und CO bestimmt hat. Er maass dabei jedoch nicht die Strahlung einzelner bestimmter Wellenlängen, sondern die Gesamtintensität der von der leuchtenden Gaskäule ausgesandten Strahlen, unter denen er wieder die Gruppe der Lichtstrahlen für sich betrachtete. Die Resultate, die er erhielt, sind folgende:

1. Bei constantem Druck wächst die Strahlung direct proportional der Stromstärke. Dies gilt sowohl für die Gesamtstrahlung, wie auch für die Lichtstrahlung allein.<sup>2)</sup>

2. Mit wachsendem Druck nimmt bei gleicher Stromstärke die Gesamtstrahlung zu, die Lichtstrahlung dagegen ab. Es ändert sich also das Verhältniss zwischen den Strahlungsgrössen verschiedener Wellenlängen so, dass mit abnehmendem Druck die kürzeren Wellen relativ stärker hervortreten.

Ångström drückt dies letztere noch etwas anders mit folgenden Worten aus:

„Mit abnehmendem Druck rückt der Schwerpunkt der Energie im Spectrum nach der Seite der kürzeren Wellenlänge hin.“

1) K. Ångström, Nova Acta Reg. Soc. Scient. Upsal. 3. 9. April 1892; Wied. Ann. 48. p. 493. 1893.

2) In einer zur Orientirung dienenden Untersuchung hatte Ångström die Abhängigkeit photometrisch gemessen und ebenfalls Proportionalität gefunden.

Untersuchungen, welche speciell die *Lichtstrahlung* der Gase in Geissleröhren betreffen, sind ausserdem von Lagarde<sup>1)</sup> für Wasserstoff ausgeführt worden. Er maass die relativen Intensitäten der Linien  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  spectrophotometrisch, benutzte jedoch eine enge Capillarröhre und das Inductorium, sodass seine Resultate nicht ohne weiteres weder mit den Ångström'schen noch mit den meinigen vergleichbar sind. Er fand übrigens: 1. dass die Intensität dieser drei Linien schneller zunimmt als die Stromstärke und mit dieser durch eine Exponentialfunction  $I = e^{a \cdot i - b}$  verbunden ist, worin  $I$  und  $i$  Lichtintensität und Stromstärke,  $a$  und  $b$  zwei Constante sind, und 2. dass bei gleicher Stromstärke die Lichtintensität mit zunehmendem Drucke *kleiner* wird.

§ 13. Die im Folgenden mitgetheilten Untersuchungen beziehen sich auf die Intensität bestimmter Wellenlängen in den sichtbaren Spectren von Quecksilber und Cadmium bei der stetigen Glimmentladung. Es wurden durchgehends Röhren mit Längsdurchsicht benutzt, da nur diese die genügende Lichtstärke lieferten.

Bezüglich der in den Tabellen enthaltenen Zahlenangaben ist zu bemerken, dass nur solche Beobachtungsreihen zur Verwendung kamen, bei denen erstens die Temperatur des Heizbades, also auch der Druck in der Entladungsröhre während der Messungen hinreichend constant blieb, und zweitens cyklische Veränderung der Variablen (Stromstärke, Temperatur) wieder dieselben Werthe der Strahlung ergab. Constanz der Temperatur wurde angenommen, wenn die maximalen Schwankungen derselben während einer längeren Beobachtungsreihe beim Quecksilber  $1^\circ \text{C.}$  nicht überstiegen; beim Cadmium sind die als zulässig erachteten Grenzen etwas weiter, weil es bei der höheren Temperatur (gegen  $400^\circ \text{C.}$ ) bereits schwieriger war, dieselbe völlig constant zu halten, doch betragen sie nicht mehr als  $2-3^\circ$ . Die Werthe der Stromstärke  $i$  sind Mittelwerthe aus vier bis fünf, zum Theil sogar noch mehr Bestimmungen, weil bei derartigen Strömen mit hoher Spannung und grossen Widerständen die Stromstärke nicht so constant ist wie bei niedrigen Spannungen.

1) Lagarde, Ann. de Chim. et Physique (6) 4. p. 248. 1885.

Ebenso sind die Zahlen, welche die Stärke der Strahlung angeben ( $l = 10^3 \cdot \text{tg}^2 \alpha$  bez.  $10^3 \cdot \text{tg}^2 \alpha$ ), Mittelwerthe aus je 2—4 Paar Einstellungen des Nicols in zwei gegenüberliegenden Quadranten, nur selten wurden mehr als 4 Einstellungen gemacht. Die an sich sehr wünschenswerthe Vermehrung derselben verbot sich einmal durch die damit verbundene längere Dauer einer Beobachtungsreihe, welche die Constanz der Temperatur gefährdete; besonders aber durch die ausserordentlich starke Ermüdung des Auges, durch welche die so gewonnene grössere Genauigkeit wieder in Frage gestellt worden wäre.

§ 14. Um die Genauigkeit der Resultate einigermaassen beurtheilen zu können, bestimmte ich nach dieser Methode für die Stickstoffbande  $\lambda = 606 \mu\mu$  (bei dem Druck von etwa 1 mm die hellste des ganzen Stickstoffspectrums) die Abhängigkeit der Lichtstrahlung von der Stromstärke. Der Stickstoff war in der früher beschriebenen Weise aus atmosphärischer Luft hergestellt und zeigte im Spectroskop keine Verunreinigungen durch andere Gase; der Druck wurde mit einem MacLeod'schen Manometer gemessen. Es wurden zwei Röhren mit Aluminiumelectroden und Durchmessern von 3 und 10 mm benutzt. Dieselben standen während der Beobachtungen dauernd mit der Pumpe in Verbindung. Die Tabellen 1 und 2 enthalten zwei derartige Messungen;  $p$  ist der Druck in Millimeter Quecksilber auf  $0^\circ$  reducirt,  $2R$  der Rohrdurchmesser;

Tabelle 1.

N,  $2R = 1 \text{ cm}$ ,  $p = 1,17 \text{ mm}$ .

$i$	$l$	$l/i = a$
1,35	44	31,9
1,90	64	33,7
2,76	87	31,5
2,88	89	30,9
3,58	117	32,7
4,28	138	32,2
5,08	178	35,0
5,24	177	33,8
6,55	220	33,6
6,78	230	33,9

Mittelwerth von  $a$  32,92.

Ann. d. Phys. u. Chem. N. F. 65.

Tabelle 2.

N,  $2R = 3 \text{ mm}$ ,  $p = 0,94 \text{ mm}$ .

$i$	$l$	$l/i = a$
0,96	45	46,9
1,01	46	45,6
1,79	77	43,0
2,76	119	43,1
3,50	162	46,3
4,19	185	44,2
4,22	177	42,0
4,82	212	44,0
5,15	232	45,1
5,27	241	45,7

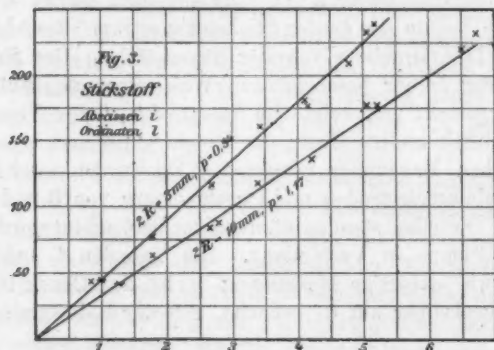
Mittelwerth von  $a$  44,59.

53

in Columne 1 sind die Stromstärken  $i$  in Milliampères angegeben, Columne 2 enthält unter  $l$  die Werthe  $10^3 \cdot \lg^2 \alpha$  bez.  $10^2 \cdot \lg^2 \alpha$ , Columne 3 die Werthe der Quotienten  $l/i$ , die mit  $\alpha$  bezeichnet werden mögen.

Die Entfernung der Entladungsröhre vom Photometerspalt betrug in beiden Fällen etwa 6,5 cm, die der Vergleichslampe 25 cm. Die Strahlung ist wegen des geringeren Querschnittes der Röhre in Tab. 2 etwa zehnmal so stark wie in 1. Die Resultate sind graphisch in Fig. 3 dargestellt.

Man ersieht aus den Tabellen, dass der Quotient  $l/i$  einen nahezu constanten Werth besitzt. Die Abweichungen der einzelnen Werthe vom Mittel betragen in beiden Fällen höchstens



6 Proc.; innerhalb dieser Genauigkeitsgrenzen gilt daher in Uebereinstimmung mit den Angström'schen Resultaten die lineare Function  $l = a \cdot i$ .

Ich führe nun im Folgenden zunächst die Resultate an, welche für die Beziehungen zwischen Strahlungsintensität und Stromstärke bei Hg und Cd gefunden wurden.

#### A. Abhängigkeit der Strahlung von der Stromstärke beim Quecksilber und Cadmium.

§ 15. Beim Quecksilber wurden Röhren von 3 mm (Nr. I) und 8 mm Weite (Nr. II), beim Cadmium nur solche von 8 mm benutzt. Jene hatten Platin- oder Quecksilberelectroden, diese Cadmiumelectroden. Die Messungen beziehen sich auf die



Linien  $\lambda = 546$  und  $\lambda = 579$  beim Hg,  $\lambda = 643,9 \mu\mu$  beim Cd. Die Tabellen 3 bis 9 enthalten die diesbezüglichen Werthe;  $i$  ist die Stromstärke in Mikroampères,  $l$  die Grösse  $10^3 \cdot \lg^2 \alpha$ ,  $t$  die Temperatur des Heizbades in Celsiusgraden,  $p$  der Sättigungsdruck des Dampfes bei der gemessenen Temperatur,  $a$  wieder der Quotient  $l/i$ .

Tabelle 3.

Quecksilber,  $\lambda = 546 \mu\mu$ ,  $2R = 3 \text{ mm.}$  $t = 116^\circ$ ,  $p = 0,65 \text{ mm.}$  $t = 127^\circ$ ,  $p = 1,1 \text{ mm.}$ 

$i$	$l$	$a$	$i$	$l$	$a$
71	171	2,41	73	157	2,15
154	304	1,97	94	182	1,94
237	416	1,76	229	330	1,44
338	456	1,35	294	369	1,26
387	518	1,34	437	438	1,00
483	592	1,23			
513	567	1,11			

 $t = 138^\circ$ ,  $p = 1,8 \text{ mm.}$  $t = 117,5^\circ$ ,  $p = 0,7 \text{ mm.}$ 

$i$	$l$	$a$	$i$	$l$	$a$
66	86	1,30	142	288	2,03
133	118	0,89	211	388	1,84
198	156	0,79	298	484	1,62
295	203	0,69	382	545	1,43
408	245	0,60	439	578	1,32
429	286	0,66			
454	294	0,65			

Tabelle 4.

Quecksilber,  $\lambda = 579 \mu\mu$ ,  $2R = 3 \text{ mm.}$  $t = 117^\circ$ ,  $p = 0,7$ . $t = 123,0$ ,  $p = 1,2$ . $t = 138^\circ$ ,  $p = 1,8$ .

$i$	$l$	$a$	$i$	$l$	$a$	$i$	$l$	$a$
81	35	0,43	97	24	0,25	167	29	0,17
119	41	0,35	179	46	0,26	271	34	0,13
141	43	0,31	270	56	0,21	407	47	0,12
198	55	0,28	386	60	0,16	423	47	0,11
253	67	0,27	391	65	0,16			
335	73	0,22						
378	86	0,23						
446	100	0,22						
498	97	0,19						

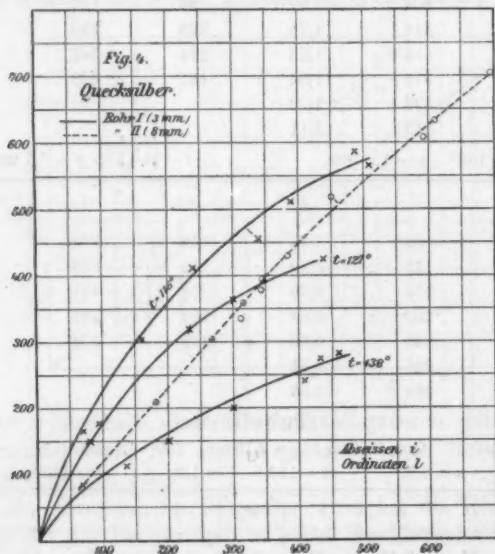


Tabelle 5.

Quecksilber,  $\lambda = 546 \mu\mu$ ,  $2R = 8 \text{ mm}$ ,  $i = 126,5^\circ$ ,  $p = 1,1$ .

$i$	$l$	$\alpha$	$i$	$l$	$\alpha$
181	219	1,21	369	436	1,18
262	309	1,18	448	522	1,17
310	396	1,08	588	603	1,03
312	363	1,16	601	637	1,06
336	394	1,17	697	711	1,02
345	383	1,11			

Die Werthe von  $l$  in Tab. 5 sind mit denen in Tab. 3 nicht vergleichbar, da die Entfernungen der Röhre und Ver-



gleichslampe vom Photometerspalt nicht dieselben waren. Die Tab. 3 und 5 sind graphisch in Fig. 4 dargestellt, die gestrichelte Curve gilt für das 8 mm weite Rohr Nr. II (Tab. 5); als Abscissen sind die Werthe  $i$ , als Ordinaten die von  $l$  aufgetragen. Es ergibt sich aus den Tabellen folgendes:

1. Bei constantem Druck wächst die Strahlung mit zunehmender Stromstärke, aber nicht proportional derselben,

sondern langsamer, da das Verhältniss  $a = l/i$  mit wachsendem  $i$  durchweg kleiner wird.

2. Die relativen Aenderungen des Quotienten  $l/i$ , also die Abweichung der Curven, welche  $l$  als Function von  $i$  darstellen, von geraden Linien ist am grössten bei geringem Rohrdurchmesser, während sie, wie Tab. 5 ergibt, bei 8 mm Rohrweite nur sehr gering sind.

Bezeichnet man nämlich die Werthe, welche  $a = l/i$  für den kleinsten und grössten Werth der Stromstärke  $i$  annimmt, mit  $a'$  bez.  $a''$ , so erhält man für die relative Abnahme von  $a$ , nämlich  $(a' - a'')/a'$ , folgende Werthe:

$t$	Rohr I			Rohr II
	116°	127°	138°	126,5°
$\frac{a' - a''}{a'}$	0,54	0,49	0,50	0,16

Die Abnahme beträgt also im ersten Fall etwa 50 Proc., im letzteren nur 16 Proc. des grössten Werthes. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, dass die  $a'$  und  $a''$  entsprechenden Werthe von  $i$  ( $i'$  und  $i''$ ) nicht in demselben Verhältniss zu einander stehen, da der Quotient  $i'/i''$  für das Rohr I (Tab. 3) etwa 6 bis 7, für II (Tab. 5 aber nicht ganz 4 beträgt. Es ist daher, wenn man die Resultate miteinander vergleichen will, für dieses nicht 16 Proc., sondern ungefähr das Doppelte anzunehmen. Aber auch so ist der oben hervorgehobene Unterschied noch deutlich zu erkennen. Woher derselbe stammt, ob die Verschiedenheit der Stromdichte ihn bedingt, oder ob auch die Rohrwände wegen ihres Wärmeleitvermögens einen gewissen Einfluss ausüben, der natürlich bei engerem Querschnitt grösser ausfallen muss, darüber geben die Versuche keine Auskunft. Sicher ist nur, dass bei hinreichend weitem Querschnitt und dadurch bedingter *kleiner* Stromdichte die Lichtintensität der Stromstärke *nahezu* proportional ist.

Ich habe versucht, die Beziehung zwischen  $l$  und  $i$  durch eine quadratische Function mit zwei Constanten darzustellen, und gefunden, dass sich ein Ausdruck von der Form

$$l = \sqrt{Ai + B^2} - B$$

am besten dazu eignet. Die Gleichung stellt eine Parabel dar, deren Axe parallel der  $i$ -Axe liegt.

Sie hat jedoch nur den Werth einer Interpolationsformel, welche den Gang der Function annähernd darstellt.

§ 16. Da sich für das engere Rohr Nr. I keine einfache Beziehung zwischen Strahlung und Stromstärke ergab, so untersuchte ich, ob vielleicht eine solche zwischen der Strahlung und der durch Stromstärke und Potentialgefälle bestimmten Stromarbeit besteht. Zu dem Zweck wurde ein Rohr von denselben Dimensionen wie Nr. I mit dünnen Platinsonden versehen, deren Spitzen sich an den Einmündungsstellen der Mittellröhre in die Seitenschenkel befanden, wo sie bis zur Mitte hineinragten. Bis auf die Spitze waren sie mit einem angeschmolzenen Glasmantel umgeben. Zur Messung der Potentialdifferenz, welche diese Sonden beim Stromdurchgang annahmen, diente ein Braun'sches Electrometer, dessen ursprünglich in Intervalle von je 100 Volt getheilte Scala so vervollständigt wurde, dass man Differenzen von 10 Volt ablesen konnte; einzelne Volt liessen sich annähernd schätzen. Calibriert wurde es mit Hülfe der successive hintereinander geschalteten Elementgruppen der Hochspannungsbatterie, deren Potentiale vor- und nachher mit dem Raps'schen Präcisionsvoltmeter bestimmt wurden. In dem zur Messung in Betracht kommenden Intervall von 150—370 Sct. erwiesen sich die Nadelausschläge proportional dem wahren Werth der Potentiale.

Tab. 6 zeigt die Resultate der Messungen,  $i$  ist wieder die Stromstärke in Mikroampères,  $v$  das Potentialgefälle zwischen den 10 cm voneinander entfernten Sonden in Volt,  $i \cdot v$  die Stromarbeit in Tausendstel Watts.

Tabelle 6.

Hg, Rohr III,  $2R = 3$  mm,  $\lambda = 546$ ,  $t = 119,5^\circ$ ,  $p = 0,8$ .

$i$	$v$	$i \cdot v$	$l$	$l/i$	$l/i v$
96	256	24,6	200	2,08	8,18
174	236	41,0	278	1,60	6,78
212	225	47,4	366	1,73	7,72
260	211	54,8	399	1,54	7,28
302	197	59,4	414	1,37	6,97
334	194	64,6	419	1,26	6,49
348	197	68,6	418	1,20	6,10

Aus dieser Tabelle ergibt sich zunächst folgendes:

1. Der Potentialgradient (d. h. das Potentialgefälle in Volt pro Centimeter) im positiven Quecksilberglühlicht nimmt mit wachsender Stromstärke ab.

2. Die Grösse des Gradienten schwankt in dem in Betracht kommenden Versuchsbereich und bei einer Rohrweite von 3 mm zwischen 25,6 und 19,4 Volt, beträgt also im Mittel etwa 23 Volt.

Warburg<sup>1)</sup> hatte ihn in einem 5,7 cm weiten Rohr bei 150°–190° (3–14 mm Druck) zwischen 30 und 40 Volt gefunden; er scheint demnach bei höherem Druck grösser zu sein, eine Eigenschaft, die sich auch bei anderen Gasen gezeigt hat. Die Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke lässt sich annähernd durch einen linearen Ausdruck  $v' = a - bi$  darstellen. Die Constanten  $a$  und  $b$  sind nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet als  $a = 27,91$ ,  $b = 0,02535$ .  $a$  ist der Maximalwerth, welchen  $v'$  für unendlich kleine Stromstärke annehmen würde,  $b$  die Abnahme des Gradienten für die Zunahme 1 der Stromstärke, d. h. für 1 Mikroampère. Tab. 7 enthält die beobachteten und berechneten Werthe des Gradienten  $v'$ .

Tabelle 7.

$v'$ beob.	$v'$ ber.	$v'$ beob.	$v'$ ber.
25,6	25,48	19,7	20,25
23,6	23,50	19,4	19,44
22,5	22,54	19,7	19,09
21,1	21,32		

§ 17. Was nun die Beziehungen zwischen  $l$  und  $i$  bez.  $iv$  betrifft, so giebt Fig. 5 einen Ueberblick über dieselben. Für Curve 1 stellen die Abscissen die Stromstärke in Mikroampères dar, für 2 die Stromarbeit in Zehntausendsteln Watts, die Ordinate sind in beiden Fällen  $l$ . Man sieht, dass Curve 2 etwas gestreckter ist als 1, aber bei weitem noch keine gerade Linie darstellt, dass also auch zwischen  $l$  und der Stromarbeit keine einfachere Beziehung besteht.

1) Warburg, Wied. Ann. 40. p. 1. 1890.

Dasselbe Resultat ergibt sich aus der Betrachtung der Werthe  $l/i$  und  $l/vi$  in Tab. 6. Beide zeigen eine stetige Abnahme mit wachsendem  $i$ . Setzt man wie früher

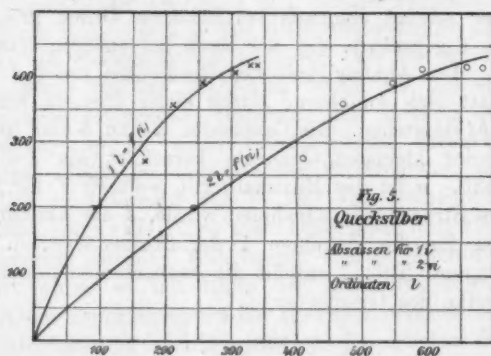
$$\frac{l}{i} = a, \quad \frac{l}{i v} = b$$

und bildet

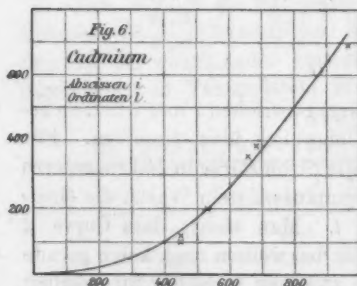
$$\frac{a' - a''}{a'} = A, \quad \frac{b' - b''}{b'} = B,$$

so erhält man

$$A = \frac{2,08 - 1,20}{2,08} = 0,42, \quad B = \frac{8,13 - 6,10}{8,13} = 0,25.$$



Die relative Abnahme des Quotienten ist im zweiten Falle etwas über die Hälfte derjenigen im ersten, die Curve, welche  $l$  als Function der Stromarbeit darstellt, daher schwächer gekrümmt; sie beträgt aber immer noch 25 Proc. des grössten Werthes bei Vergrößerung der Stromarbeit auf das Dreifache des Anfangswerthes.



§ 18. Beim *Cadmium* habe ich nur mit einem 8 mm weiten Rohre Versuche angestellt und zwar für die rothe Linie  $\lambda = 643,9$ . Es ergab sich, dass die Strahlung dieser Linie schneller zunimmt, als die Stromstärke, da der

Quotient  $l/i$  mit wachsendem  $i$  selber zunimmt. In Tab. 8 ist eine diesbezügliche Beobachtungsreihe mitgetheilt.

Tabelle 8.

Cadmium,  $2R = 8 \text{ mm}$ ,  $t = 404,5^\circ$ .

$i$	$l$	$a$	$i$	$l$	$a$
447	103	0,230	659	342	0,519
449	119	0,265	683	384	0,562
521	201	0,386	961	683	0,710

Fig. 6 zeigt den Verlauf der Curve für diesen Fall, die Stromstärken sind ebenso wie in der Tabelle in Mikroampères angegeben.

#### B. Abhängigkeit der Strahlung vom Dampfdruck.

§ 19. Ausser von der Art und Stärke des erregenden Stromes hängt die Strahlung von Druck, Dichte und Temperatur des Gases ab, von welchen drei Grössen jedoch nur zwei beliebig gewählt werden können, da vermöge der Zustandsgleichung die dritte jedesmal durch die Werthe der beiden anderen bestimmt ist. Welche von ihnen man als unabhängige Variable betrachten und hinsichtlich ihres Einflusses auf die Strahlung untersuchen will, ist zunächst ganz beliebig und wird lediglich durch Gründe der Zweckmässigkeit und Bequemlichkeit bestimmt. Da der Druck am leichtesten und sichersten zu messen ist, so liegt es am nächsten, ihn als eine derselben zu benutzen. Um seinen Einfluss *allein* zu bestimmen, müsste man aber noch die andere Zustandsvariable (Temperatur oder Dichte) constant halten. Das ist jedoch sowohl bei den Ångström'schen, als auch erst recht bei meinen Versuchen nicht streng erfüllt, denn im allgemeinen variirt bei constant gehaltener Stromstärke mit dem Druck auch der Potentialgradient, folglich die Stromarbeit pro Cubikcentimeter und infolge dessen die Erwärmung der Gastheilchen. Bei meinen Versuchen, bei denen gesättigter Dampf benutzt wurde, musste ohnehin schon der Dampf auf verschiedene Temperaturen erhitzt werden, um die gewünschten Drucke zu erzeugen. Die von Ångström für N, H und CO, sowie von mir für Hg und Cd ermittelte Beziehung zwischen Strahlung und Druck ist

daher keine reine Function des letzteren, sondern enthält als „verborgene Coordinate“ noch die Temperatur. Einen wie grossen Einfluss bei constant gehaltenem Druck dieselbe bei Quecksilber und Cadmium hat, ist unbekannt; beim Stickstoff ist er jedenfalls nur sehr gering, wie aus einem Versuch von Hrn. Herz<sup>1)</sup> folgt, welcher fand, dass die Helligkeit der Glimmentladung sich nicht änderte, wenn bei constanter Stromstärke und constantem Druck das Entladungsrohr auf etwa 100° C. erwärmt wurde. Wahrscheinlich überwiegt übrigens auch bei Quecksilber und Cadmium in den folgenden Versuchen der Einfluss des Druckes bei weitem den der Temperatur, schon aus dem Grunde, weil die Temperaturänderungen relativ klein sind gegen die Druckänderungen.

§ 20. Die Wirkungen, welche Druckänderungen auf das Spectrum der Glimmentladung ausüben, können nun folgende sein:

1. Kann bei gleicher Energiezufuhr (bez. constanter Stromstärke) die absolute Grösse des in Strahlung umgesetzten Theiles derselben mit dem Druck variiren.

2. Kann sich die relative Intensitätsvertheilung zwischen den einzelnen Linien desselben Spectrums ändern, wozu auch Verbreiterung der Linien durch Hinzutreten benachbarter Schwingungen gehört.<sup>2)</sup>

3. Kann sich die relative Vertheilung der Intensität zwischen mehreren gleichzeitig nebeneinander auftretenden Spectren verschiedener Ordnung ändern.

Ist wie beim Stickstoff nur *ein* einheitliches Spectrum (Bandenspectrum) vorhanden, so kommen nur die unter 1. und 2. genannten Möglichkeiten in Betracht; beide hat Ångström in der That bestätigt gefunden. Treten jedoch wie beim Quecksilber und Cadmium gleichzeitig mehrere Spectra verschiedener Ordnung unter dem Einfluss der Glimmentladung auf, so muss man alle drei Fälle berücksichtigen. Da man ohne genaue Kenntniss der gesammten in den einzelnen Spectren enthaltenen Energiemengen nicht entscheiden kann, auf welche von diesen möglichen Ursachen etwaige Intensitäts-

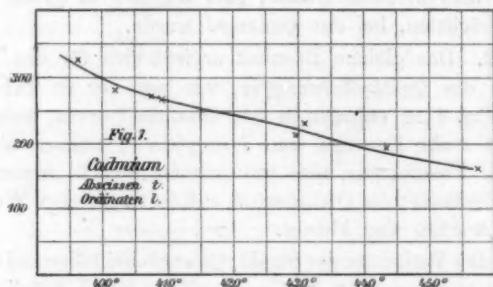
1) Vgl. Warburg, Wied. Ann. 54. p. 265. 1895.

2) Es mag hier gleich bemerkt werden, dass die Linien bei den folgenden Messungen sich nicht verbreiterten, sondern bei jedem Druck gleichmässig scharf und schmal blieben.



änderungen an einer Stelle im Spectrum zurückzuführen sind, derartige Bestimmungen jedoch mit den angewandten Hilfsmitteln nicht auszuführen waren, so habe ich mich darauf beschränkt, zu untersuchen, ob und in welchem Sinne Zustandsänderungen des Dampfes, speciell Druckänderungen, einen Einfluss auf die Strahlung bestimmter Wellenlängen ausüben.

§ 21. Ich beginne mit *Cadmium*, bei dem wieder die rothe Linie  $\lambda = 643,9 \mu\mu$  zur Messung benutzt wurde, theils weil das Auge in dieser Spectralregion nicht so schnell ermüdet, theils weil hier nicht wie im grünen und blauen Gebiet ein, wenn auch schwaches, continuirliches Spectrum vorhanden ist, das bei höheren Drucken die Intensität der in ihm liegenden Linien zu gross erscheinen lässt. Tab. 9 giebt die Re-



sultate der Messung, Fig. 7 eine graphische Darstellung derselben. Die Stromstärke betrug 680 Mikroampère,  $t$  ist die Temperatur des Heizbades in Celsiusgraden, durch welche der Druck  $p$  im Innern des Rohres bestimmt ist.<sup>1)</sup>

1) In meiner Dissertation habe ich angegeben, dass die Dampfspannung des Cd noch nicht gemessen sei. Nachträglich habe ich jedoch gefunden, dass Barus dieselbe schon bestimmt hat. (Phil. Mag. (5) 29. p. 141. 1890.) Nach der von ihm angegebenen Formel

$$\log p = -30,567 - \frac{1391}{T} + 11,180 \log T,$$

woin  $T$  die absolute Temperatur bedeutet, sind die obigen Werthe des Druckes berechnet. Allerdings können sie auf Genauigkeit keinen allzu-grossen Anspruch machen, da Barus selbst seine Resultate als nur annähernd richtig bezeichnet. Vermuthlich sind sie etwas zu klein.

Tabelle 9.

Cadmium,  $\lambda = 643,9$ ;  $2R = 8$  mm;  $i = 680 \cdot 10^{-6}$  Amp.

$t$	$p$	$l$	$t$	$p$	$l$
396,5°	1,0	324	430,0°	2,1	213
402,0	1,1	272	430,5	2,2	231
407,5	1,3	260	443,0	2,8	197
409,0	1,3	260	457,0	3,8	167

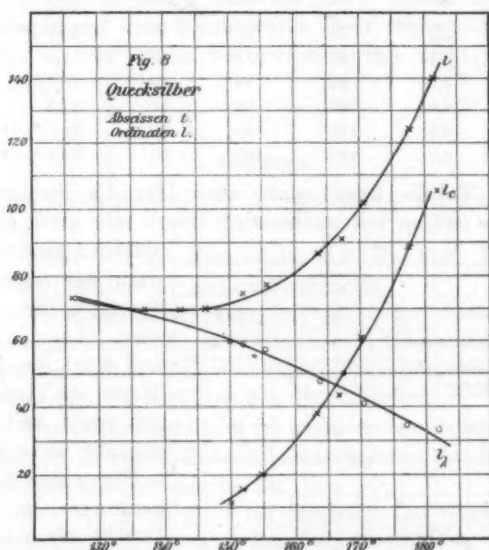
Es ergibt sich hieraus, dass die Intensität der Linie  $643,9 \mu\mu$  bei constanter Stromstärke erheblich durch den Dampfzustand beeinflusst wird, indem sie bei geringerer Temperatur, also kleinem Druck, fast doppelt so gross ist wie bei der höchsten, bei der gemessen wurde.

§ 22. Das gleiche Resultat ergibt sich für das Linienspectrum des Quecksilberdampfes, wie aus der zu Tab. 3 gehörigen Fig. 4 zu entnehmen ist; denn die Curven, welche die Intensität  $l$  als Function von  $i$  darstellen, nähern sich mit steigender Temperatur, also wachsendem Druck, immer mehr der Abscissenaxe; die Ordinaten  $l$ , welche zu gleichen Werthen  $i$  gehören, werden also kleiner.

Um das Verhalten der Strahlung auch bei höheren Drucken zu studiren als es mit dem engen Rohr Nr. I möglich war, wurden besondere Versuche darüber mit dem 8 mm weiten Rohr Nr. II angestellt, bei denen die Temperatur zwischen  $125^\circ$  und  $180^\circ$ , der Druck also zwischen 1 und 10 mm variierte. Hier konnte aber nicht mehr der für die Wellenlänge  $\lambda = 546 \mu\mu$  beobachtete Werth  $l$  der Linie  $\lambda = 546$  zugeschrieben werden, sondern es musste darauf Rücksicht genommen werden, dass das continuirliche Spectrum ebenfalls Licht von derselben Wellenlänge enthält, dass also die gemessene Intensität  $l$  sich als Summe der Intensitäten der Linie  $l_l$  und des continuirlichen Spectrums  $l_c$  darstellt. Um  $l_l$  zu erhalten, muss man ausser  $l$  noch  $l_c$  kennen. Nun kann man dies zwar nicht direct messen, wohl aber die Intensitäten der unmittelbar benachbarten grösseren und kleineren Wellenlängen und aus diesen  $l_c$  als arithmetisches Mittel ableiten, was erlaubt ist, weil die Intensität im continuirlichen Spectrum sich stetig mit

der Wellenlänge ändert. Durch besondere Versuche überzeugte ich mich ferner, dass die Intensitäten zu beiden Seiten der Linie so wenig verschieden waren, dass man in Anbetracht der Beobachtungsfehler diese Differenz vernachlässigen und einfach die auf *einer* Seite neben  $\lambda = 546$  gemessene Intensität für  $I_c$  setzen konnte, wodurch die Beobachtungen sehr erleichtert wurden.

Tab. 10 enthält unter  $I$  und  $I_c$  die direct gemessenen Werthe dieser Grössen, unter  $I_d$  die Differenzen  $I - I_c$ ,  $t$  ist wieder die Temperatur des Heizbades und  $p$  der derselben



entsprechende Druck des gesättigten Quecksilberdampfes. Die Stromstärke betrug 700 Mikroampères.

Dass in der Column 4 ( $I_c$ ) die drei ersten Werthe fehlen, erklärt sich durch die Lichtschwäche des continuirlichen Spectrums, welche die Messung unmöglich machte. Infolge dessen kann man hier auch nicht  $I_d$  berechnen und die mit einem Stern versehenen Werthe  $I$ , welche für  $I_d$  gesetzt sind, sind etwas zu gross, während  $I_d = 73$  nahezu richtig sein

wird, da bei diesem Druck (1 mm) das continuirliche Spectrum kaum erst zu sehen ist.

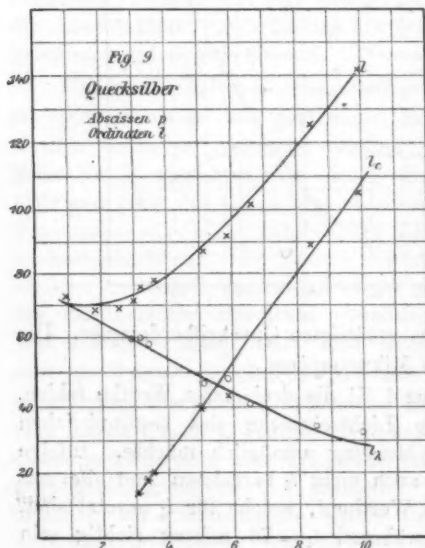
Tabelle 10.

Quecksilber,  $\lambda = 546$ ;  $2R = 8$  mm;  $i = 700 \cdot 10^{-6}$  Amp.

$t$	$p$	$l$	$l_c$	$l_2$	$l_2$ ber.	$l_c$ ber.
125,7	1,0	73	—	73	70,8	—
140,2	1,9	69	—	69*	66,7	—
146,7	2,5	70	—	70*	63,9	—
150,3	3,0	72	12	60	61,6	10,5
152,6	3,3	77	17	60	60,2	14,6
155,7	3,7	78	20	58	58,3	20,2
164,1	5,1	88	39	49	51,8	39,7
167,4	5,9	93	44	49	48,1	50,9
170,3	6,6	102	61	41	44,9	60,6
177,9	8,5	125	90	35	36,1	87,1
182,0	9,9	141	107	34	29,6	106,6

Die Tabelle zeigt, dass auch hier die Strahlung der Linie  $\lambda = 546 \mu$  mit wachsendem Druck sehr stark abnimmt,

während im Gegensatz dazu das continuirliche Spectrum immer heller wird. Aus den Figg. 8 und 9 ist die Art und Weise der Veränderungen von  $l_2$  und  $l_c$  noch genauer zu erkennen; in Fig. 8 sind die Temperaturen, in 9 die Drucke als Abscissen,  $l$ ,  $l_c$  und  $l_2$  als Ordinaten aufgetragen. Die Helligkeitszunahme des continuirlichen, wie die Abnahme des Linienspectrums ist danach nahezu proportional der Druckzunahme. Die Columnen 6 und 7 der Tab. 10



enthalten die auf Grund linearer Functionen  $l_c = a + bp$  bez.  $l_i = a' - b'p$  berechneten Werthe von  $l_i$  und  $l_c$ , welche das Gesagte bestätigen.

Der Schnittpunkt der beiden Curven  $l_i$  und  $l_c$  liegt ungefähr bei der Abscisse  $p = 5,9$  mm ( $t = 167^\circ$ ); bei diesem Druck haben also beide die gleiche Helligkeit. Wahrscheinlich ist die Lage dieses Punktes abhängig von der Stromdichte, ändert sich also bei verschiedenen Röhrenweiten, denn nach Warburg's Beobachtungen war in einem 5,7 cm weiten Rohr bei diesem Druck von einer Linie, die sich von dem hellen Hintergrunde abgehoben hätte, nichts zu sehen. Meine eigenen Beobachtungen mit dem 3 mm weiten Rohr reichen leider nicht so weit, da der Strom bei diesem Druck nicht mehr hindurch ging.

#### Resultate.

Eine Zusammenstellung der Hauptresultate ergibt somit folgendes:

1. Nicht nur die Metallloide, sondern auch die Metalle zeigen im Geisslerrohr mehrfache Spectra.
2. Die Spectralerscheinungen, welche der constante Strom der Hochspannungsbatterie in verdünnten Gasen und Dämpfen hervorbringt, unterscheiden sich qualitativ *nicht* von denjenigen bei schwachen discontinuirlichen Entladungen.
3. Der Potentialgradient im positiven Glimmlicht ist beim Quecksilber in engen Röhren nicht constant, sondern nimmt mit wachsender Stromstärke ab.
4. Die von Ångström bei Stickstoff und Wasserstoff beobachtete Proportionalität zwischen Lichtstrahlung und Stromstärke gilt beim Quecksilber- und Cadmiumdampf nicht; beim Cadmium wächst die Intensität der Linien schneller, beim Quecksilber langsamer als die Stromstärke. Die Abweichung vom Proportionalitätsgesetz wird bei Hg mit abnehmender Rohrweite grösser.
5. Bei constanter Stromstärke nimmt die Intensität der Linien im Hg- wie im Cd-Spectrum mit steigendem Druck *ab*, die des continuirlichen Spectrums dagegen *zu*.

Zum Schluss erlaube ich mir, meinem hochverehrten Lehrer, Hrn. Prof. Warburg, der mir die Anregung zu dieser Arbeit gegeben, sowie bei der Ausführung durch Rath und That seine Hülfe hat angedeihen lassen, meinen aufrichtigen Dank dafür auszusprechen.

Berlin, Physik. Inst. der Universität. December 1897.

(Eingegangen 27. Mai 1898.)

8. *Die Bewegung  
electromagnetisch erregter Saiten;  
von Georg Klinkert.*

(Hierzu Taf. IV u. V.)

Die ersten Untersuchungen an Metallsaiten, welche mit Hülfe eines Electromagneten in stehende Transversalwellenbewegungen versetzt wurden, sind von Melde<sup>1)</sup> gemacht worden, nachdem schon Eustis<sup>2)</sup> im Jahre 1880 eine Saite als Unterbrecher des electrischen Stromes angewandt hatte. Hauptsächlich waren es die Theilschwingungen der Saite, welche Melde beobachtete. In seiner Abhandlung wird auf die grossen Vorzüge hingewiesen, welche eine Saite als Stromunterbrecher bei akustischen Versuchen sowohl infolge ihrer grossen Empfindlichkeit als besonders dadurch besitzt, dass man die Tonhöhe bequem und innerhalb weiter Grenzen beliebig ändern kann. Seitdem findet der Saitenunterbrecher nicht nur auf dem Gebiet der Akustik, sondern auch der Electricität (M. Wien<sup>3)</sup>) zahlreiche Verwendung. Ausserdem sei noch darauf hingewiesen, dass Eisenmann in seinem electrischen Clavier den electrischen Strom als Kraftquelle benutzt.

Es schien daher von Interesse, die Schwingungen electromagnetisch betriebener Saiten ausführlicher zu untersuchen, zumal da die Bewegung gezupfter, gestrichener und geschlagener Saiten schon durch Helmholtz genau bekannt, die Schwingungscurven gestrichener und gezupfter Saiten von O. Krigar-Menzel und A. Raps<sup>4)</sup> nach der von ihnen erfundenen „photographischen“ Methode und die der geschlagenen Saite nach derselben Methode von W. Kaufmann<sup>5)</sup> zur objectiven Darstellung gebracht worden sind. Die Methode, welche ich anwandte, ist die photographische, indessen weicht die Anord-

1) F. Melde, Wied. Ann. 21. p. 467. 1884.

2) Eustis, Proc. Bost. Soc. 7. p. 218—219. 1880.

3) M. Wien, Wied. Ann. 42. p. 597. 1891.

4) O. Krigar-Menzel, Wied. Ann. 44. p. 623. 1891; 50. p. 444. 1893.

5) W. Kaufmann, Wied. Ann. 54. p. 675. 1895.



nung meiner Versuche in einigen Punkten von derjenigen ihrer Erfinder ab.

Als Lichtquelle wurde die Sonne benutzt. Die von einem Heliostaten auf eine Planconvexlinse geworfenen Sonnenstrahlen liefern auf einem mikrometrisch verstellbaren senkrechten Spalt ein rundes Sonnenbild von ca. 1 cm Durchmesser. Hinter dem Spalt befindet sich ein zweites Linsensystem, welches ein reelles Spaltbild in der senkrechten Schwingungsebene der Saite entwirft. Dieses Bild wird von einem photographischen Objectiv auf die an einem langen Holzpendel befestigte photographische Platte projicirt. Durch passendes Einstellen der vor dem Spalt aufgestellten Planconvexlinse erhält man ein recht scharfes Spaltbild von ganz gleichmässiger Helligkeit und einer Länge von über 2 cm. Sämmtliche Linsen nebst dem Spalte sind auf einer Vorrichtung nach Art einer optischen Bank angebracht, wodurch ein ziemlich schnelles und scharfes Einstellen ermöglicht wird. Der photographische Raum enthält als Hauptbestandtheil ein 2 m langes Holzpendel, welches in einer zu den durch Linsen und Spalt gehenden Sonnenstrahlen senkrecht stehenden Ebene schwingt. Nahe am freien Ende des Pendels ist ein viereckiges Holzbrettchen ( $32 \times 34$  cm) befestigt, das zur Aufnahme der Kassette dient und in der Mitte eine rechteckige Oeffnung ( $3,5 \times 8,5$  cm) für den Durchgang der durch das Objectiv fallenden Strahlen besitzt. Die Kassette lässt sich leicht durch Einschieben an dem Pendel befestigen, und durch senkrecht Verschieben derselben erhält man drei photographische Aufnahmen auf einer Platte, indem immer nur derjenige Theil der Platte der Belichtung ausgesetzt ist, welcher vor der rechteckigen Oeffnung des viereckigen Brettchens sich befindet. Der Raum, in welchem das Pendel hängt, ist allseitig von einem dichten Tuchstoff in Form eines vierseitigen Prismas umspannt. Die Höhe dieses prismatischen dunkeln Raumes entspricht der Länge, die Breite der Elongation des Pendels, die Tiefe ist so bemessen, dass das Pendel ungehindert seine Schwingungen ausführen kann. Auf der dem Objectiv abgewandten Seite ist in gleicher Höhe mit dem Objectiv eine viereckige Oeffnung angebracht, durch welche man bequem die Schwingungsfiguren subjectiv beobachten und die Kassette zu und von dem Pendel bringen kann. Rings

um diese Oeffnung ist ein sackförmiges Stück Tuch festgenäht von solcher Länge, dass es herabhängend die Oeffnung gegen alle Lichtstrahlen sicher verschliesst. Will man beobachten, so wickelt man dasselbe in die Höhe, damit die viereckige Oeffnung vollständig frei wird. Auf einer matten Glasplatte, welche man statt der Kassette einführt, die also genau an die Stelle der photographischen Platte zu stehen kommt, kann man sich schnell von der richtigen und scharfen Einstellung überzeugen. Zur subjectiven Beobachtung der Schwingungsfiguren diene nebenstehender, nach den Angaben des Hrn. W. König construirter Apparat (vgl. Fig. 1).

Eine kreisrunde Messingscheibe von 30 cm Durchmesser, welche sich in einem Holzgestell um eine horizontale Axe drehen kann, trägt nahe am Umfang zwölf kreisförmig vertheilte Linsen. In gleicher Höhe mit den Linsen besitzt das Holzgestell beiderseits eine ebenso grosse kreisförmige Oeffnung, sodass das Auge des Beobachters durch das eine kreisförmige Loch am Holzgestell, durch eine der zwölf Linsen und durch die andere Oeffnung des Scheibenhalters hindurch die auf das matte Glasscheibchen projecirten Excursionen des Saitenpunktes genau verfolgen kann.

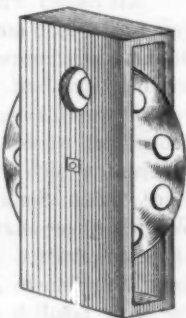


Fig. 1.

Es sei hier besonders darauf hingewiesen, dass man mit Hülfe der eben beschriebenen Linsenscheibe die Schwingungsfiguren einer Saite, welche auf irgend eine der bekannten Arten (durch Schlagen, Streichen, Zupfen etc.) erregt wird, genau und bequem subjectiv beobachten kann, ohne die für die photographische Aufnahme zwar nöthige, aber zeitraubende genaue Einstellung verschiedener Linsen vorzunehmen. Man stellt vor die Saite die Linsenscheibe, möglichst nahe hinter die Saite einen Spalt und hinter diesen irgend eine Lichtquelle (Kerzen- oder Gaslicht).

Auf der einen Seite vom Pendel ist innerhalb des dunklen Raumes eine Arretirvorrichtung für das Pendel angebracht, welche man von aussen mit Hülfe einer Schnur auslösen kann. Die photographische Aufnahme geht nun in folgender Weise vor sich. Nachdem das Objectiv durch eine Kappe verschlossen

und die Kassette an dem Pendel befestigt ist, zieht man mit der linken Hand, während die rechte mit dem sackförmigen Tuchansatz den linken Arm dicht umwickelt hält, den Schieber der Kassette in die Höhe und führt das Pendel soweit nach der Arretirvorrichtung hin, bis es von dieser erfasst wird. Jetzt nimmt man die Kappe vom Objectiv weg, lässt das Pendel einmal vorbeischnellen und schliesst das Objectiv wieder; die Aufnahme ist fertig. Von aussen lässt sich durch das Tuch hindurch der Schieber der Kassette wieder abwärts führen, wodurch die photographische Platte allseitig eingeschlossen wird. Ist das Pendel zur Seite geführt, so darf unbeschadet der Schärfe der Curven das Objectiv eine kurze Zeit unverschlossen bleiben.

Als Saiten wurden ausschliesslich sehr dünne Stahldrähte von 0,22—0,36 mm Durchmesser benutzt, ihre Länge betrug 96 cm, sie waren auf einem festen Holzgestell befestigt, welches sich auf einem Holzbrett mit Führungsleisten horizontal verschieben liess, sodass jeder beliebige Saitenpunkt beobachtet werden konnte. Da die Spannung der sehr dünnen Stahlsaiten sich rasch ändert, muss jeder Saitenhalter mit einer guten Spannvorrichtung versehen sein. Die von M. Wien<sup>1)</sup> angewandten Saitenhalter haben auch hier sehr gute Dienste geleistet. Der Electromagnet muss so befestigt sein, dass die kleinste Annäherung bez. Entfernung desselben von der Saite möglich ist, daher wurde die Bewegung des Electromagneten mit Hülfe einer Mikrometerschraube mit Kurbel ausgeführt.

Die Construction der Electromagnete ist ebenfalls von ziemlicher Bedeutung. Es wurden Versuche mit Hufeisen-electromagneten und mit Electromagneten mit geradem Kern angestellt, der Kern hatte eine massive cyindrische oder prismatische Form, oder er bestand aus einem Bündel dünner, weicher Eisendrähte. Von allen diesen zeigte sich der gerade Electromagnet mit plattenförmiger Gestalt des Kernes als der vortheilhafteste. Die Wirkung eines Electromagneten lässt sich noch verstärken, wenn man statt eines einzigen plattenförmigen Eisenkernes zwei dünne Plättchen aus weichem,

1) M. Wien, Wied. Ann. 44. p. 681. 1891.

schwedischem Eisen wählt; wurden aber mehr als drei solcher Plättchen benutzt, dann nahm die Schwingungsamplitude der Saite wieder ab. (Vgl. V. Dvořák.<sup>1)</sup>)

Die für die photographischen Aufnahmen verwandten Electromagnete besaßen einen inneren Windungsdurchmesser von 1,05 cm, einen äusseren von 2,43 cm. Die Drahtstärke incl. Wickelung betrug 0,55 cm, die Länge des Eisenkernes 5,5 cm, der Widerstand des Electromagneten 3,96 Ohm. den Strom lieferten ein bis zwei Pollack'sche Accumulatoren.

Von den Versuchsanordnungen, die getroffen wurden, sind hauptsächlich zwei erwähnenswerth.

Bei der ersten ist die zur Beobachtung dienende Saite zugleich Stromunterbrecher (Saite I). Zu diesem Zweck wurde an einer beliebigen Stelle der Saite ein 0,15–0,20 mm dünnes, kurzes Platinstiftchen angelöthet, welches in ein Quecksilbernäpfchen (Q) eintaucht. Den Verlauf des Stromes erkennt man aus nebenstehender Skizze (Fig. 2).

Um die infolge der Inductionsströme an der Unterbrechungs-

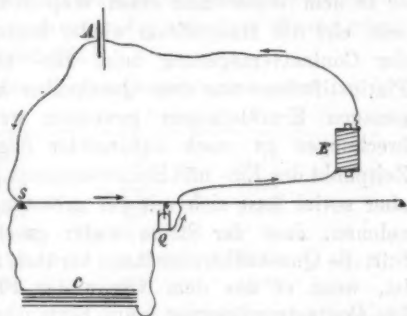


Fig. 2.

stelle auftretenden sehr starken Funken abzuschwächen, vor allem aber um grosse Schwingungsamplituden zu erhalten, muss zwischen die Funkenstrecke ein möglichst inductionsfreier Widerstand eingeschaltet werden. Besser als jeder Widerstand wirkte der plattenförmige Condensator eines Stöhrer'schen Inductoriums, deshalb wurde derselbe bei allen ferneren Versuchen ausschliesslich verwandt. Anstatt zwischen die Funkenstrecke kann der Condensator auch parallel zum Electromagneten, d. h. zwischen die Endpunkte der Windungen des Electromagneten geschaltet werden, der Condensator tönt kräftig mit.

1) V. Dvořák, Wied. Ann. 44. p. 350. 1891.

Die Saite ist ein selbstthätiger Stromunterbrecher wie der Wagner'sche Hammer. Für sie hat daher dieselbe Theorie Gültigkeit, wie sie für ähnliche Apparate von Rayleigh aufgestellt, von Thompson, Koppe und in letzter Zeit besonders von Dvořák<sup>1)</sup> bestätigt und weiter ausgebildet worden ist. Auch diese Untersuchungen lassen deutlich erkennen, dass der Batteriestrom sehr wenig zur Erhaltung der Saitenschwingungen beiträgt, man braucht nur den Nebenwiderstand auszuschalten und die Saite kommt zur Ruhe, das Saitenstück, durch welches der Strom fliesst, fängt an zu glühen. Den grössten Antheil an der Erhaltung der Schwingungen haben die Inductionsströme, besonders der Oeffnungsextrastrom, dieser muss sich kräftig entwickeln können, indem er in dem Widerstand einen Weg findet, er muss abgelaufen sein, ehe der Hauptstrom wieder beginnt. Ueber die Grösse der Contactverzögerung beim Ein- und Heraustauchen des Platinstiftchens aus dem Quecksilber konnten auch hier keine genauen Ermittlungen gewonnen werden, da die Unterbrechungen zu rasch aufeinander folgen, als dass man den Zeitpunkt des Ein- und Heraustauchens genau feststellen könnte, aber soviel lässt sich mit der grössten Wahrscheinlichkeit annehmen, dass der Strom weder geschlossen ist, sobald der Stift die Quecksilberoberfläche berührt, noch auch unterbrochen ist, wenn er aus dem Niveau der Flüssigkeit heraustaucht. Die Contactverzögerung beim Eintauchen tritt wohl nicht nur infolge der am Stiftchen adhären den Lufttheilchen, sondern besonders wegen der durch die Unterbrechungsfunken verursachten Oxydation der obersten Quecksilberschicht ein, das Quecksilber muss daher recht oft erneuert werden. Zieht man mit der Hand die Saite in die Höhe, so bemerkt man, dass der aus dem Quecksilber heraustauchende Stift eine kleine Quecksilbersäule mit in die Höhe zieht, besonders wenn man diesen Versuch macht, nachdem die Saitenschwingungen schon einige Zeit gedauert haben. Hierdurch, sowie durch den sich bildenden, wenn auch kleinen Funken, bleibt der Strom noch geschlossen, was aber von um so grösserer Wirkung ist, als jetzt die Saite sich in der günstigsten Lage befindet, sich dem

1) Dvořák, Wied. Ann. 44, p. 344. 1891.

Electromagneten nähert. Die Grösse der Schwingungsamplitude wächst aber ganz bedeutend, wenn man den Electromagneten nur um eine sehr kleine Strecke der Saite nähert. Um Anhaltspunkte über das Gesetz der magnetischen Kraftwirkung zu gewinnen, wurde mit Hülfe eines mit Ocularscala versehenen Horizontalmikroskopes (nach Quincke) zunächst die Entfernung ( $e$ ) der ruhenden Saite vom stromlosen Magneten gemessen, hierauf der Strom geschlossen und der Abstand ( $a$ ) der angezogenen Saite vom Electromagneten abgelesen, alsdann der Strom wiederum unterbrochen, der Electromagnet um einige Scalentheile des Mikroskopes der Saite genähert und die Grössen  $e$  und  $a$  von neuem bestimmt. Wenn nun auch diese Messungen auf grosse Genauigkeit keinen Anspruch machen dürfen, da bei den Ablesungen die Zehntel abgeschätzt werden mussten, so sei doch eine der auf diese Weise erhaltenen Tabellen hier mitgetheilt.

$e$	$a$	$e - a = J$	$J\sqrt{a}$
40	38,1	1,9	11,78
35	32,9	2,1	11,97
30	27,7	2,3	11,96
25	22,5	2,5	11,75
20	17,2	2,8	11,48
15	12	3	10,38

Da die Differenz  $e - a = J$  die durch die magnetische Kraft bewirkte Verschiebung der Saite angiebt, so ist diese Grösse bei constanter Spannung der Saite angenähert der Kraft proportional zu setzen, es stellt daher die Gleichung

$$J = \frac{c}{\sqrt{a}}$$

die Abhängigkeit der Kraft von der Entfernung dar.

#### Beobachtungen an der Saite I (Selbstunterbrecher).

Die Beobachtung erstreckte sich auf alle Punkte der Saite. Hierbei zeigte sich zunächst eine sehr grosse Uebereinstimmung in Bezug auf die Form der Schwingungsfiguren.

Alle Figuren, die mit Sicherheit als andauernde Formen erhalten werden konnten, waren entweder reine Sinusschwin-

gungen des Grundtones oder Combinationen des Grundtones mit einem besonders hervortretenden Obertone.

Solange die Spannung eine mittlere, der Contactstift in der Mitte der Saite angelöthet war und der Electromagnet über irgend einem Punkte des mittleren Drittels der Saite sich befand, war der Typus der einfachen Sinusschwingung, entsprechend dem Grundton der Saite, vorherrschend. Wurde der Electromagnet mehr dem Ende der Saite genähert, dann trat neben der Grundtonschwingung noch die des 3. Partialtones auf. Erst nachdem die Spannung verringert war, der Electromagnet über  $\frac{1}{10}$  bez.  $\frac{1}{14}$  der Saite stand, und derselbe vorsichtig der Saite genähert wurde, lagerten sich die Schwingungen des 5. und 7. Partialtones mit der ihnen entsprechenden Wellenzahl über jede Periode der Figur. Die Vibrationen der geradzahligen Partialtöne zeigten sich erst dann deutlich an der Schwingungscurve, nachdem auch das Contactstiftchen seinen Platz geändert hatte. Die genauere Untersuchung ergab nun:

I. dass das Auftreten der Partialtöne abhängt von:

1. der Lage der Erregungsstelle des Electromagneten,
2. der Entfernung des Electromagneten von der Saite,
3. der Stelle, an welcher der Contactstift sitzt,
4. der Spannung der Saite, und

II. dass die Phase vornehmlich von der Erregungsstelle, ausserdem aber von der Tiefe des Eintauchens des Platinstiftchens abhängt. Es sind also 5 Factoren bestimmend für die Schwingungsform der Saite.

Da diese 5 Factoren in geeigneter Weise zusammenwirken müssen, die Veränderungen der meisten von ihnen aber so gering sind, dass sie quantitativ nicht bestimmt werden können, lassen sich auch nur allgemeine Regeln angeben, nach denen die beigelegten Schwingungsfiguren erhalten werden.

1. Was die Erregungsstelle des Electromagneten anbetrifft, so ist dieselbe an nicht so enge Grenzen gebunden, wie die übrigen Factoren. Ist nämlich einmal die Schwingungsfigur eines der niederen Partialtöne vorhanden, so bleibt dieselbe, selbst wenn der Electromagnet eine kurze Strecke über die Saite nach dem Ende hinbewegt wird. So wurde z. B. beobachtet, dass der 3. Partialton sich erhielt, während der



Electromagnet von  $\frac{1}{6}$  bis  $\frac{1}{14}$  der Saitenlänge bewegt wurde, ebenso blieb der 4. und 5., während die Anregungsstelle zwischen  $\frac{1}{8}$  bez.  $\frac{1}{10}$  und  $\frac{1}{14}$  sich befand ( $l$  = Saitenlänge). Am leichtesten werden die Schwingungsfiguren erhalten, wenn der Electromagnet über der Mitte oder über einem Punkte nahe der Mitte des *ersten* Schwingungsbauches des betreffenden Partialtones steht. Dieser Umstand ist leicht verständlich, da im ersten Schwingungsbauch die Erregung des Partialtones im Verhältniss zu der des Grundtones am grössten ist. Vgl. Neumann<sup>1)</sup> und Ritz.<sup>2)</sup> Infolge dessen wurden sämtliche Figuren der Taf. IV (Nr. 1—33) mit Ausnahme von Nr. 7, 31 und 33 bei dieser Lage des Electromagneten aufgenommen. Verlegt man den Anregungspunkt des Magneten aus dem ersten Schwingungsbauch in den nächsten, so treten die Vibrationen der Obertöne an den Curven nicht mehr so stark hervor wie vorher (vgl. Nr. 7 mit Nr. 4), ausserdem erscheint die Partialschwingung um die Hälfte ihrer Wellenlänge verschoben, und gehen somit die Figuren der geradzahligen Partialtöne in ihr Spiegelbild über; dsgleichen erhält man das Spiegelbild, wenn man den Beobachtungspunkt in einen zur Anregungsstelle symmetrisch gelegenen Punkt verlegt.<sup>3)</sup>

2. Der Abstand des Electromagneten von der Saite ist von ausserordentlichem Einfluss. So verschwand, um nur ein Beispiel anzuführen, der 7. Partialton sofort, als der Electromagnet um eine mit dem blossen Auge kaum bemerkbare Grösse der Saite genähert wurde, indem durch das kräftigere magnetische Einwirken die 3. Grundschwingung die Oberhand gewann. Ueberhaupt zeigte sich bei allen Versuchen ein starkes Ueberwiegen des 3. und 5. Partialtones, besonders ist es das hartnäckige Vorherrschen des 3., was das Auftreten der höheren Obertöne so sehr erschwert. Je höher die Ordnungszahl der Partialtöne, um so schwieriger ist es, dieselben zu erhalten, sie sind ausserordentlich empfindlich gegen den

1) C. Neumann, Sitzungsber. d. k. Gesellsch. d. Wissensch. zu Wien. 61. II. p. 101. 1870.

2) Ritz, Untersuchungen über die Zusammensetzung der Klänge der Streichinstrumente.

3) Vgl. O. Krigar-Menzel und A. Raps, Wied. Ann. 44. p. 630. 1891.

Einfluss der Spannung, des Contactes und der Entfernung des Electromagneten von der Saite.

3. Als Stelle, an welcher der Quecksilbercontact anzubringen ist, erwies sich für alle Partialtöne der erste Schwingungsknoten oder ein demselben naheliegender Punkt als recht brauchbar, während für die ungradzahligen Partialtöne auch die Mitte der Saite oder ein Punkt nahe der Mitte sich als sehr geeignet zeigte. Sitzt dagegen der Contactstift im ersten Schwingungsbauch eines Partialtones, so ist dessen Schwingungsfigur sehr schwer zu erhalten. Der Einfluss der Contactstelle zeigt sich auch bei Nr. 16 und Nr. 19. Bei Nr. 16 sitzt der Contactstift in  $1/6$ , die Spannung ist normal, bei Nr. 19 beträgt die Entfernung der Contactstelle vom nächsten Saitenende  $1/6 + 20$  mm, die Spannung musste aber jetzt ganz erheblich erhöht werden, damit der 6. Partialton erschien. Hieraus geht hervor, dass das wenn auch sehr kleine Gewicht des Platinstiftchens mit der daran sitzenden sehr geringen Löthmasse einen nicht zu unterschätzenden Einfluss auf die Partialschwingungen ausübt, während die Grundtonschwingung infolge ihrer grossen Intensität weniger durch diese Masse beeinträchtigt wird.

4. Die Spannung der Saite ist im allgemeinen um so geringer zu wählen, je höher der Partialton ist, den man hervorrufen will. Eine Ausnahme scheint der 2. zu machen, der bei geringer Spannung am leichtesten auftrat, und der 6., welcher ebensogut bei normaler (Nr. 16, 17, 18) als bei hoher Spannung (Nr. 19, 20, 21, 22) erhalten wurde, wobei allerdings das Contactstiftchen in beiden Fällen verschiedene Lage hatte. Von besonderem Interesse in Bezug auf die Spannung sind die Nr. 10, 11, 12 einerseits und Nr. 13, 14, 15 andererseits, bei welchen die Theilschwingungen des 3., 4. und 5. Partialtones für denselben Punkt der Saite als Erregungsstelle und Beobachtungspunkt sehr deutlich zum Ausdruck kommen. Der Contactstift sitzt in  $1/4$  der Saitenlänge. Hat man bei normalem Eintauchen den 5. Partialton (Nr. 11) hervorgebracht und erhöht die Spannung, so tritt der 3. (Nr. 10) Partialton auf, verringert man dieselbe, so erscheint die Schwingungsfigur des 4. (Nr. 12). Dasselbe ist der Fall bei tiefem Eintauchen, wie die Nr. 14, 13 und 15 zeigen. Auch hier wird

vorausgesetzt, dass die übrigen vier einflussreichen Factoren ungeändert bleiben.

5. Die Tiefe des Eintauchens wählt man am besten so, dass das Platinstiftchen während der Ruhelage der Saite die Quecksilberoberfläche berührt. Dies nenne ich normales Eintauchen des Contactstiftchens oder Mittelstellung des Quecksilbernäpfchens, während unter Maximum bez. Minimum des Eintauchens die äusserste Grenze verstanden sein mag, bis zu welcher man das Quecksilbernäpfchen höher bez. tiefer stellen kann, ohne dass die Saite zu schwingen aufhört. Verändert man die Stellung des Quecksilbernäpfchens und damit die Grösse des Contactes, so tritt sofort eine Phasenänderung auf. Diese Phasenänderung lässt sich mit Hülfe der oben erwähnten Linsenscheibe gut verfolgen und an den Figuren Nr. 4, 5 und 6 veranschaulichen. Für die richtige Auffassung der in den Tafeln verzeichneten Figuren sei darauf hingewiesen, dass dieselben Copien der Photographien sind, also unter Beibehalten von oben und unten rechts mit links vertauscht ist, ferner dass die Photographie umgekehrte Bilder liefert, also oben mit unten vertauscht ist, und dass sämtliche Aufnahmen gemacht wurden, während das Pendel, vom Objectiv aus gesehen, von links nach rechts sich bewegte; der beobachtete Saitenpunkt durchläuft daher alle Figuren der 2 Tafeln von links nach rechts. Um eine klare Vorstellung von der Phasenänderung zu bekommen, sind die Fig. IV, V und VI (vgl. Fig. 3) nach den Nr. 4, 5 und 6 gezeichnet worden, erstere stellen also die wirklichen Excursionen des beobachteten Saitenpunktes dar. Geht man von der Mittelstellung des Contactes aus, bei welcher die Nr. 4 (IV) erhalten wurde und beobachtet die beiden der höchsten Spitze der Schwingungsfigur zunächst liegenden kleinen Wellenberge rechts und links, so rückt, wenn man das Quecksilbernäpfchen allmählich in die Höhe schraubt, der rechte Wellenberg nach oben, während sich der linke senkt, es entsteht so die Fig. 5 (V). Lässt man jetzt den Contactstift so tief wie möglich eintauchen, so erreicht der rechte Wellenberg mit der früheren Spitze gleiche Höhe Nr. 6 (VI). Schraubt man sodann das Quecksilbernäpfchen niedriger und niedriger, so senkt sich die rechte Spitze immer mehr, man erhält nacheinander Nr. 5, 4, und wenn man unter

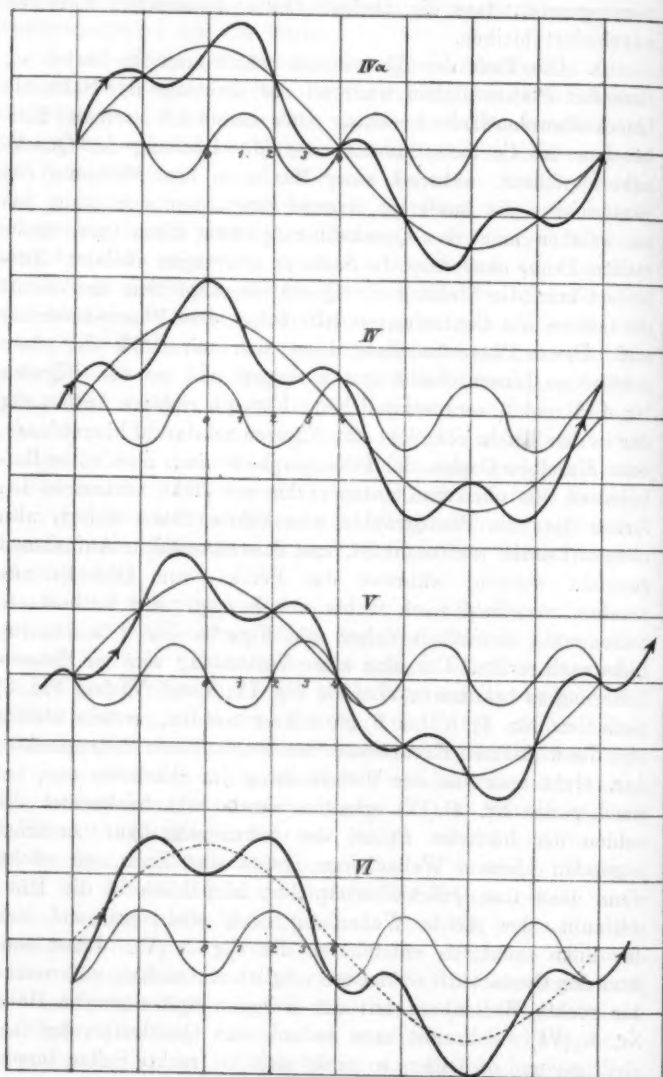


Fig. 8.

die Mittelstellung geht, Fig. IV $\alpha$ , und endlich wieder Nr. 6, in welchem letzterem Falle das Contactstiftchen in der Ruhelage nicht mehr das Quecksilber berührt. (Man vgl. Melde.<sup>1)</sup>)

Zählt man die Zeit von demjenigen Augenblick an, in welchem die Amplitude der Grundtenschwingung ihr Maximum erreicht, so stimmen in Fig. IV Grund- und Partialschwingung in der Phase überein, in Fig. V ist der Partialton um  $\frac{1}{4}$  seiner Schwingungsdauer dem Grundton vorausgeeilt, in Fig. VI um  $\frac{2}{4}$ , in Fig. IV $\alpha$  dagegen um  $\frac{1}{4}$  seiner Schwingungsdauer zurückgeblieben, durch Vergrößerung des Contactes würde also für den Partialton eine Phasenverzögerung eintreten. Die Fig. IV $\alpha$ , IV, V und VI lassen sich leicht analytisch darstellen durch:

$$J = a_1 \cos 2\pi n t + a_2 \cos 8\pi (n t + \delta).^2)$$

Die Phasendifferenz  $\delta$  ist für die Fig. IV, V, VI und IV $\alpha$  bez. 0,  $\frac{1}{16}$ ,  $\frac{2}{16}$  und  $-\frac{1}{16}$ .

Indessen ist zu bemerken, dass die eben erwähnten Versuche sich nur in wenigen Fällen anstellen lassen, da meistens das Maximum und Minimum des Eintauchens in sehr engen Grenzen liegt, zumal wenn die Spannung der Saite sehr gross ist, in welchem Falle bei geringer Veränderung des Contactes die Saite ihre Schwingungen einstellt; ausserdem geht bei tiefem Eintauchen des Platinstiftchens die Saite leicht aus ihrer senkrechten Schwingungsebene heraus.

Als guter Führer beim Aufsuchen der Schwingungsfiguren dienen ausser dem Ohr (die Saite liefert beim Auftreten eines Partialtones einen deutlichen und charakteristischen Ton) und der oben erwähnten Linsenscheibe die *hellen Streifen*, welche in der Schwingungsebene der Saite bei passender Tagesbeleuchtung und bei passendem Standorte des Beobachters erscheinen. Spannt man in kurzer Entfernung hinter der Saite ein matt schwarzes Tuch auf, so hebt sich die blanke Stahlsaite im reflectirten Tageslicht als heller Streifen auf dunklem Hintergrund sehr deutlich ab. Führt nun die Saite ihre Grundtenschwingung aus, so ist das Schwingungsfeld derselben ein nach der Mitte

1) F. Melde, Lehre von den Schwingungscurven. Atlas, Tafel VII.

2) Vgl. Melde, Lehre von den Schwingungscurven.

zu sich verbreiterndes, mit hellen Rändern eingefasstes Band.<sup>1)</sup> Sobald aber ein Oberton auftritt, zeigen sich in diesem Bande hellglänzende Streifen, deren Zahl und Verlauf von der Natur und der Phase des betreffenden Obertones abhängt; diese Streifen treten in den Schwingungsbäuchen auf und verlieren sich nach den Knotenpunkten hin.<sup>2)</sup> Die Abbildungen Nr. 73 (Tafel V) zeigen die Streifenbildung, welche auftritt, wenn die Saite neben dem Grundton noch den 5. Partialton hören lässt (vergl. Nr. 9), Nr. 74 giebt die für den 4. Partialton charakteristischen Streifen (vgl. Nr. 4, 5 und 6). Die einzelnen Streifen sind Punkte relativer Ruhe, also die Umkehrpunkte in den Schwingungsfiguren. Durch Regulirung der Spannung und des Contactes können zwei Streifen in einen einzigen vereinigt werden, auf solche Weise wurde aus Nr. 74a die Nr. 74c erhalten, indem infolge Tiefschraubens des Quecksilbernäpfchens die beiden mittleren Streifen bei *a* in einen einzigen bei *c* zusammenfallen. Die Nr. 74d giebt die Streifenbildung bei tiefem Eintauchen des Unterbrechstiftes (vgl. Nr. 6). Durch die eingezeichneten Figuren (Nr. 73 u. 74) ist der Zusammenhang dieser Streifen mit den Schwingungscurven wohl hinreichend erklärt.

Für die zweite Versuchsreihe traf ich folgende Anordnung (vgl. Fig. 4):

An der Saite I (Unterbrecher) wurde in ca. 10 cm Entfernung von beiden Stegen je ein Platinstiftchen angelöthet, welches in ein durch eine Schraube mit feinem Gewinde verstellbares Quecksilbernäpfchen tauchte. Der Strom eines Accumulators (*A*) durchläuft den Electromagneten (*E*), geht von diesem nach dem Quecksilbernäpfchen (*Q*) durch den Platinstift (*P*) und das Saitenstück über *S* nach *A* zurück. Der Strom von zwei Accumulatoren (*B*) nimmt seinen Weg durch den Electromagneten (*M*) nach dem Quecksilbernäpfchen (*H*), dem Contactstift (*K*) durch die Saite nach dem Ende (*F*) und zurück nach (*B*).

1) C. Neumann, Sitzungsber. d. k. Gesellsch. d. Wissensch. zu Wien. 61. II. p. 95. 1870.

2) Vgl. Melde, Lehre von den Schwingungscurven.

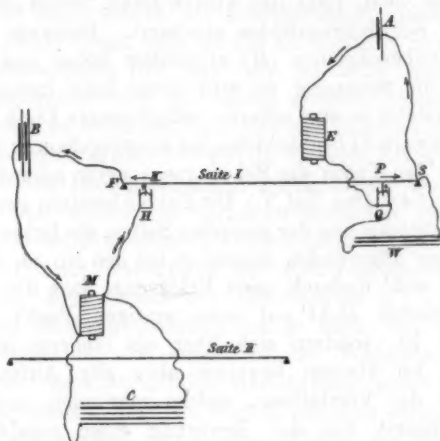


Fig. 4.

Auch hier wurde, um die sehr starken Unterbrechungsfunken in den Quecksilbernäpfchen abzuschwächen und grosse Schwingungsamplituden zu erzielen, entweder zwischen die Enden der Windungen eines jeden Electromagneten oder auch zwischen die beiden Funkenstrecken je ein plattenförmiger Condensator (*C* und *W*) eingeschaltet. Bei dem Unterbrecher (*I*) genügt auch ein Widerstand (ungefähr 5 Ohm), da bei ihm die Grösse der Amplitude keine Rolle spielt.

#### Beobachtungen an der Saite II.

Bringt man durch Abstimmen mit dem Ohr beide Saiten ungefähr auf dieselbe Tonhöhe und schliesst die zwei Stromkreise, so gerathen beide Saiten in Schwingungen. Durch alleinige Veränderung der Spannung einer der Saiten lässt sich leicht bewirken, dass die Schwingungsweite der Saite II bedeutend grösser wird, als bei Saite I, man hat entweder nur die Spannung der Saite I zu verringern oder die der Saite II zu vermehren und vice versa. In den meisten Fällen zeigt sich bei directer Beobachtung im Schwingungsfeld der Saite II ein helles, breites Band, welches von den beiden Stegen aus nach der Mitte verläuft und, wenn der Electromagnet über der linken



Saitenhälfte steht, links den oberen Rand, rechts den unteren Rand des Schwingungsfeldes einsäumt. Schraubt man jetzt das Quecksilbernapfchen ( $H$ ) allmählich höher und verändert vorsichtig die Spannung, so wird dieses Band immer schmaler und geht zuletzt in eine scharfe, hellglänzende Linie über. Die jetzt an der Saite II beobachteten Schwingungsfiguren tragen fast vollständig den Typus der Schwingungscurven gezupfter Saiten. (Taf. IV Nr. 34—48 u. Taf. V.) Die Curven besitzen zwar keine so scharfen Ecken wie jene der gezupften Saiten, die Ecken sind mehr oder weniger abgerundet, besonders bei den Nr. 54, 55 und 56. Das findet wohl dadurch seine Erklärung, dass die Kraft des Electromagneten nicht auf einen einzigen Punkt der Saite concentrirt ist, sondern sich über ein längeres Saitenstück erstreckt. Im übrigen beweisen aber alle Aufnahmen die Richtigkeit der Vorstellung, welche man sich nach der bekannten Theorie von der Bewegung einer gezupften Saite gebildet hat. Jeder Saitenpunkt wird mit constanter Geschwindigkeit aufwärts geführt, bleibt dort eine kürzere oder längere Zeit in Ruhe und setzte sich dann wieder mit derselben Geschwindigkeit abwärts in Bewegung. Der Weg des Saitenpunktes muss daher, auf eine horizontal sich bewegende photographische Platte projicirt, aus einer schräg aufwärts gehenden Geraden bestehen, an welche sich, der Zeit der Ruhe entsprechend, eine horizontale Strecke anschliesst, dann folgt wieder unter derselben Neigung wie vorher aufwärts eine schräg abwärts gehende Linie. Von der Lage des Saitenpunktes hängt es dann ab, ob die oberen und unteren Horizontalen gleich oder verschieden lang sind, ob die eine oder beide in eine Spitze degeneriren. Bezeichnet man den Anregungspunkt des Electromagneten  $M$  mit  $a_2$ , den Beobachtungspunkt der Saite II mit  $b_2$ , so zeigt für alle Punkte, in welchen  $b_2 = a_2$  ist, die Schwingungsfigur eine stets dem Electromagneten zugewandte Spitze (Nr. 34—44 incl.) Die untere horizontale Strecke wird dann um so länger, je näher der Saitenpunkt dem Stege ist. Liegt der Anregungspunkt symmetrisch zum Beobachtungspunkt, so tritt dieselbe Schwingungsfigur auf, nur mit nach unten gerichteter Spitze. (Nr. 35 und Nr. 37.)

Für  $b_2 = l/3$  und  $a_2$  beliebig, sowie für  $a_2 = l/3$  und  $b_2$  beliebig sind die oberen Horizontalen ebenso lang wie die unteren

(Nr. 45—53 incl.). Rückt der Electromagnet nahe ans Ende der Saite, dann bilden sich auf den horizontalen Strecken auch kleine Kräuselungen (Nr. 44). Es ist nicht gerade leicht, Schwingungsfiguren mit vollständig geraden Strecken zu erhalten, sowie zu bewirken, dass die Saite II genau in verticaler Ebene schwingt, was aber nothwendig ist, wenn die Schwingungsfiguren auf der photographischen Platte scharf werden sollen. Es hängt dies wieder von den oben erwähnten Factoren ab: Von der Tiefe des Eintauchens des Contactstiftes ( $K$ ), der Spannung der Saite II, der Entfernung des Electromagneten ( $M$ ) von dieser Saite, sowie wenn der Condensator ( $C$ ) durch einen Widerstand (Stöpselrheostaten) ersetzt wird, von der Grösse und Beschaffenheit des eingeschalteten Widerstandes. Hat man durch recht vorsichtige Handhabung aller Regulirvorrichtungen erreicht, dass die Saite II genau in verticaler Ebene schwingt, die oberen und unteren Theile der Schwingungsfigur gerade, horizontale Linien bilden, so genügt z. B. nur, dass man den Widerstand etwas verändert, und die Saite schwingt elliptisch oder kreisförmig. Dasselbe tritt ein, wenn man die Spannung der Saite II um eine nicht messbare Grösse erniedrigt.

Sehr grossen Einfluss übt neben der Spannung die Tiefe des Eintauchens des Contactstiftes ( $K$ ) auf die Gestalt der Schwingungsfigur aus. Schraubt man das Quecksilbernäpfchen ( $H$ ) nur um ein klein wenig höher und lässt die Spannung ungeändert, so wächst natürlich sofort die Amplitude, die Saite II geht zugleich aus ihrer senkrechten Schwingungsebene heraus, und wenn man einen besonders hellglänzenden Punkt derselben, wie solche an Stahlsaiten sich immer vorfinden, mit dem blossen Auge verfolgt, so sieht man, wie derselbe den Umfang eines Kreises, einer Ellipse, zuweilen sogar den eines mit der Spitze nach oben gerichteten fast gleichschenkligen Dreiecks beschreibt. Macht man in diesem Falle, in welchem also der Contactstift tiefer eintauchte, die Spannung der Saite II entsprechend geringer, so treten die früheren horizontalen Strecken wieder auf. Senkt man das Quecksilbernäpfchen ( $H$ ), so muss die Spannung der Saite II erhöht werden, wenn sich die Schwingungsfiguren nicht ändern sollen. Dies gilt natürlich nur, wenn die Aenderung der Spannung und des Contactes innerhalb enger Grenzen vor sich geht. Verändert man langsam

die Spannung und den Contact, so erhalten die oberen horizontalen Strecken eine Neigung von links unten nach rechts oben (Nr. 51), wenn man den Contactstift tiefer als in der Mittelstellung eintauchen lässt, oder von links oben nach rechts unten (Nr. 53), wenn derselbe in der Ruhelage die Quecksilberoberfläche noch nicht berührt.

Dass man bei tieferem Eintauchen des Contactstiftchens (*K*) die Spannung der Saite II geringer nehmen muss, scheint einerseits darin seinen Grund zu haben, dass infolge des grösseren Widerstandes, den das Quecksilber dem Eintauchen des Stäbchens entgegensetzt, die Schwingungen der Saite I mehr gedämpft werden, als vorher, andererseits aber durch die längere Zeit des Stromschlusses das Stück der Saite I, durch welches der Strom für die Saite II fliesst, jetzt mehr erwärmt und dadurch verlängert wird, was ebenfalls langsamere Schwingungen der Saite I zur Folge hat.

Dagegen ist ohne Einfluss auf die Saite II, an welcher Stelle sich sowohl die Contactstifte der ersten Saite, als auch der Electromagnet (*E*) befindet. Die Platinstiftchen wurden daher, um den Widerstand der Stromkreise zu verringern und dadurch einem allzu grossen Erwärmen der Saite I vorzubeugen, möglichst nahe bei den Stegen angelöthet. Auch ist es nicht nöthig, beide Saiten von gleicher Stärke zu nehmen. Der Unterbrecher hatte bei diesen Untersuchungen einen Durchmesser von 0,36 mm, die Saite II einen solchen von 0,22 mm, durch die Spannung lässt sich leicht der Unterschied in der Stärke ausgleichen. Es muss jedoch hervorgehoben werden, dass die auf Tafel V verzeichneten Schwingungsfiguren nur dann auftreten, wenn die Saite II sehr dünn ist, was in den scharfen Discontinuitäten der Schwingungsfiguren seine natürliche Erklärung findet; schon bei einem Durchmesser von 0,3 mm konnten die Figuren mit scharfeckigen Formen nicht mehr erhalten werden.<sup>1)</sup>

Es sei hier noch kurz auf Nr. 57 hingewiesen, bei welcher an Stelle der Saite I ein Eisenmann'scher Electromagnet mit Kohlencontact, wie er bei dem electricen Clavier zur Anwendung kommt, den Stromunterbrecher für die Saite II

<sup>1)</sup> C. Neumann, Sitzungsber. d. k. Gesellsch. der Wissensch. zu Wien 61. II. p. 23. 1870.

abgab. Man sieht hieraus, dass die Schwingungskurven der Saite II auch mit Hülfe anderer Stromunterbrecher erzeugt werden können.

Stellt man den Electromagneten ( $M$ ) nicht weit vom Ende der Saite II ( $\sim 6$  cm) auf und verringert ganz allmählich die Spannung, dann schwingt die Saite II auch in Theilen. Zunächst bildet sich nur ein Knoten in der Mitte, bei noch kleinerer Spannung treten dann zwei, drei und mehr Knoten auf. Wurde der Electromagnet auf  $\frac{1}{24}$  der Saitenlänge gestellt, so konnte man sogar 12 Knotenpunkte deutlich wahrnehmen. Bei diesen Partialschwingungen lassen sich auch sehr schön die Erscheinungen beobachten, welche Melde<sup>1)</sup> ausführlich beschrieben hat. Es sind dies die interessanten Uebergangsformen, die eine Saite, welche z. B. mit 3 Halbwellen schwingt, dann zeigt, wenn man ganz allmählich die Spannung vermindert. Diese Uebergangsformen bleiben nur ganz kurze Zeit bestehen, es tritt bald die 4. bez. 5. Partialschwingung auf.

Ich komme nun zur Betrachtung der letzten Gruppe (Tafel V, Doppelbilder) von photographischen Aufnahmen, welche die gleichzeitigen Excursionen zweier Punkte der Saite I und II, welche genau senkrecht übereinander liegen, zur Darstellung bringen. Diese Untersuchungen wurden angestellt, um für die durch Resonanz erregte Saite die Phasenbeziehung der Saitenschwingung zum erregenden Strom festzustellen.

Die Saitenhalter wurden derart befestigt, dass jede directe Uebertragung der Schwingungen eines Halters auf den andern unmöglich war. Die Uebertragung der Schwingungen durch die Luft ist dann so verschwindend klein, dass sich beide Saiten im schwingenden Zustand bis auf 1 mm nähern können, ohne dass eine gegenseitige Beeinflussung wahrzunehmen ist.

Die Aufstellung der Saitenhalter möge untenstehende Skizze (Fig. 5) veranschaulichen. Die Stromführung ist dieselbe wie in der schematischen Zeichnung auf p. 863.  $K_1$  und  $K_2$  stellen die bezüglichen Contacte, die Linie  $BB'$  das Spaltbild vor. Die Electromagnete  $E_1$  und  $E_2$  befinden sich bei sämtlichen Doppelaufnahmen bis Nr. 69 incl. oberhalb der Saiten, bei Nr. 70, 71 und 72 steht  $E_2$  unter der Saite II.

1) Melde, Wied. Ann. 21. p. 457 ff. 1884.

Um zwei senkrecht übereinander liegende Punkte der beiden Saiten zu fixiren, wurde zunächst entweder bei schwingenden Saiten, oder während dieselben ruhten, das Spaltbild photographirt, indem mit Hülfe eines Momentverschlusses die photographische Platte eine kurze Zeit der Belichtung ausgesetzt wurde, sodann erfolgte die Aufnahme der Schwingungsfiguren in der bisherigen Weise. Das Spaltbild kennzeichnet sich auf den Figurentafeln als helle, zur Saite senkrecht stehende Linie. Nimmt man, statt des Momentverschlusses sich zu bedienen, mit der Hand die Kappe vom Objectiv weg und legt dieselbe so rasch wie möglich wieder an, so zeigt sich das Spaltbild von einem deutlichen Hof umgeben, dessen Entstehung wohl einer Totalreflexion an der hinteren Wand der photographischen Glasplatte zuzuschreiben ist. Findet die Aufnahme des Spaltbildes statt während die Saiten

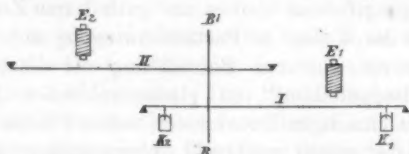


Fig. 5.

ruhen, so wird die Ruhelage auf der photographischen Platte durch einen hellen Punkt im dunkeln Spaltbild angezeigt (Nr. 58 und 63).

Um nun die Phasenunterschiede leichter zu erkennen, denke man sich durch besonders charakteristische Punkte der Schwingungscurven beider Saiten (bei Saite I durch Berg und Thal, bei Saite II durch die Spitzen bez. Mitten der horizontalen Strecken) senkrecht zur Ruhelage der Saiten parallele Linien gezogen. Bei allen Doppelbildern, mit Ausnahme von Nr. 64 und 66, liegt die durch die Spitze bez. durch die Mitte der oberen horizontalen Strecke der unteren Curve gezogene Gerade der durch den Gipfel des Berges der oberen Curve gezeichneten Linie näher als der durch das Thal gehenden.

Zur richtigen Beurtheilung dieser Bilder hat man folgendes zu berücksichtigen: Die selbstthätig unterbrechende Saite (in Fig. 6 die obere) unterbricht, bei normalem Eintauchen, den Strom in dem Augenblick, in welchem sie nach oben

durch die Ruhelage hindurchgeht. In der Figur erscheint oben und unten vertauscht, also entsprechen die Berge der Sinuscurve in den Figuren den Zeiten des Stromschlusses, die Thäler denen der Stromunterbrechung. Bei der durch Resonanz schwingenden Saite ist zu beachten, dass zum Beobachtungspunkt in der Regel der zum Anregungspunkt symmetrisch gelegene Punkt genommen wurde. Die für den Erregungspunkt geltende Curve erhält man, indem man in der gegebenen Curve (der unteren Fig. 6) oben und unten vertauscht und die ganze Curve um eine halbe Wellenlänge verschiebt. Denkt man sich dies ausgeführt (vgl. Fig. 6 für die Nr. 61) und berücksichtigt, dass die Curven von links nach rechts durchlaufen worden sind, so lassen die Figuren erkennen, dass die

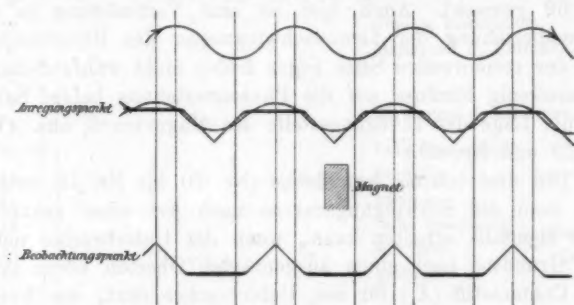


Fig. 6.

grösste Annäherung der Saite II an den Magneten erreicht wird kurze Zeit nach Oeffnen des Stromes. Denkt man sich die Curve der Saite II ersetzt durch die in ihr enthaltene Grundschiwingung und vergleicht deren Lage mit der Lage der Sinuscurve der oberen Saite, so erscheinen diese beiden Curven um etwas weniger als  $\pi/2$  gegeneinander verschoben. Diese Phasendifferenz in den Grundschiwingungen beider Saiten scheint von einem mehr oder weniger tiefen Eintauchen des Contactstiftchens  $K_2$  ganz unabhängig zu sein, wenigstens lässt sich aus einem Vergleich von Nr. 58 mit Nr. 62 ein Einfluss nicht erkennen. Wurden aber beide Electromagnete hintereinander geschaltet, sodass derselbe Strom durch beide seinen Weg nehmen musste, dann trat eine Aenderung in der bisherigen Phasenbeziehung der Grundschiwingungen beider Saiten ein.

Vgl. die Nr. 64 und Nr. 66 mit Nr. 65. Die durch die Spitze der Curve der Saite II gehende Linie liegt bei Nr. 64 und Nr. 66 der durch das *Thal* der Saite I gezogenen am nächsten. Die Saite II erreicht jetzt ihre grösste Annäherung an den Magneten kurz *vor* Oeffnen des Stromes.

Um den Einfluss der Selbstinduction auf die Phasenbeziehung kennen zu lernen, wurde, nachdem die Nr. 67 unter den früheren Versuchsbedingungen gewonnen, in den Stromkreis des Electromagneten  $E_2$  eine Inductionsrolle I eingeschaltet und unter Beibehalten aller früheren Versuchsanordnungen Nr. 68 erhalten; sodann wurde die eingeschaltete Inductionsrolle durch eine zweite (Inductionsrolle II) von bedeutend grösserer Selbstinduction ersetzt, und die Aufnahme Nr. 69 gemacht. Auch hier ist eine Veränderung in der Phasenbeziehung der Grundschrwingungen des Unterbrechers und der resonirenden Saite gegen früher nicht wahrzunehmen. Ebenso wenig Einfluss auf die Phasenbeziehung beider Saiten übt die Lage der Erregungsstelle des Magneten  $E_1$  aus. (Vgl. Nr. 59 und Nr. 60.)

Die drei letzten Aufnahmen (Nr. 70 bis Nr. 72) zeigen, dass man die Schwingungscurven nach Art einer gezupften Saite ebenfalls erhalten kann, wenn der Unterbrecher neben dem Grundton noch einen ausgeprägten Oberton hören lässt. Der Contactstift ( $K_1$ ) für den Unterbrecher sitzt, wie früher, im ersten Schwingungsknoten des betreffenden Partialtones, das Platinstiftchen  $K_2$  in einem hierzu symmetrisch gelegenen Punkte. Die Spannung der Saite I muss jedoch jetzt gegen früher bedeutend verringert werden, wenn die Vibrationen der Partialtöne an den Schwingungscurven auftreten sollen, beide Saiten schwingen verhältnissmässig langsam, die Geschwindigkeit des Pendels ist für diesen langsamen Schwingungszustand zu gross, daher werden die Figuren auf der photographischen Platte stark auseinandergezogen.

Die in der vorliegenden Abhandlung dargestellten Versuche wurden im Institut des physikalischen Vereins zu Frankfurt a. M. ausgeführt. Ich erfülle hiermit die angenehme Pflicht, dem Docenten des physikalischen Vereins, Hrn. Professor Dr. W. König für seine mannichfachen Rathschläge meinen herzlichsten Dank auszusprechen.



## Erläuterungen zu den Figurentafeln.

Es bedeutet:  $a$  die Entfernung der Anregungsstelle des Electromagneten,  $b$  die Entfernung des Beobachtungspunktes,  $c$  die Entfernung der Contactstelle von dem vom Objectiv aus gesehenen rechten Saitenende.  $a_1$  und  $b_1$  sind die bez. Abmessungen am Unterbrecher (Saite I),  $a_2$  und  $b_2$  diejenigen der resonirenden Saite (Saite II). Wo nichts besonders bemerkt, gilt normales Eintauchen. Saitenlänge = 1.

Tafel IV.

Nr.	$a$	$b$	$c$	Bemerkungen.
1	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	
2	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{4}$	
3	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{4}$	Maximum d. Eintauch.
4	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{4}$	
5	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{4}$	tieferes Eintauchen.
6	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{4}$	Maximum d. Eintauch.
7	$\frac{3}{8}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{4}$	
8	} $\frac{1}{10}$	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{4}$	Maximum d. Eintauch.
9				
10	} $\frac{1}{8}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{4}$	hohe Spannung
11				normale „ } norm. Eint.
12				geringe „ }
13	} $\frac{1}{8}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{8}$	hohe Spannung
14				normale „ } Max. d.
15				geringe „ } Eint.
16	} $\frac{1}{12}$	$\frac{3}{12}$	$\frac{1}{6}$	Maximum d. Eintauch.
17		$\frac{3}{12}$	$\frac{1}{6}$	
18		$\frac{1}{12}$	$\frac{1}{6}$	
19		$\frac{3}{12}$	$\frac{1}{6} + 20 \text{ mm}$	
20		$\frac{1}{12}$	$\frac{1}{6}$	
21	} $\frac{1}{12}$	$\frac{3}{12}$	$\frac{1}{6} + 20 \text{ mm}$	Max. d. Eint. } hohe Spannung.
22				Maximum d. Eintauch.
23	} $\frac{1}{14}$	$\frac{1}{2}$	$\sim \frac{1}{2}$	Maximum d. Eintauch.
24				
25				
26	} $\frac{1}{16}$	$\frac{3}{16}$	$\sim \frac{1}{8}$	Maximum d. Eintauch.
27				
28				
29	} $\frac{1}{18}$	$\frac{3}{18}$	$\sim \frac{1}{9}$	
30				
31	Nahe a. Ende	$\frac{1}{14}$	$\frac{1}{2}$	Maximum d. Eintauch.
32	$\frac{3}{12}$	$\frac{1}{12}$	$\frac{1}{8}$	
33	$\sim \frac{1}{10}$	$\frac{1}{14}$	$\frac{1}{8}$	

Nr.	<i>a</i>	<i>b</i>	Nr.	<i>a</i>	<i>b</i>
34	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	42	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{10}$
34	$\frac{3}{4}$	$\frac{1}{4}$	43	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{24}$
36	$\frac{1}{5}$	$\frac{1}{5}$	44	$\frac{1}{24}$	$\frac{1}{24}$
37	$\frac{4}{5}$	$\frac{1}{5}$	45	$\frac{1}{3}$	} $\frac{1}{2}$
38	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{8}$	46	$\frac{1}{4}$	
39	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{8}$	47	$\frac{1}{5}$	
40	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{10}$	48	$\frac{1}{8}$	
41	$\frac{1}{12}$	$\frac{1}{12}$			

Tafel V.

Nr.	<i>a</i>	<i>b</i>	Nr.	<i>a</i>	<i>b</i>
49	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{5}$	54	$\frac{3}{12}$	$\frac{1}{10}$
50	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{8}$	55	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{7}$
51	} $\frac{1}{2}$	Max. d. Eint.	56	$\frac{7}{12}$	$\frac{1}{7}$
52		$\frac{1}{5}$	57	$\frac{3}{4}$	$\frac{1}{4}$ E. M.
53		Min. d. Eint.			

Nr.	<i>a</i> <sub>1</sub>	<i>b</i> <sub>1</sub>	<i>a</i> <sub>2</sub>	<i>b</i> <sub>2</sub>	Bemerkungen.
58	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{3}{4}$	
59	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{5}{6}$	
60	$\frac{5}{6}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{5}{6}$	
61	$\frac{5}{6}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{5}{6}$	
62	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{3}{4}$	Maximum d. Eintauch.
63	} $\frac{3}{4}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{3}{4}$	Electmag. ungl. u. hintereinandergeschaltet.
64					Electmg. gleich und hintereinander gesch.
65					Electmg. gleich und nebeneinander gesch.
66					Electmg. gl., hintereinand., hohe Spannung.
67					ohne Inductionsrolle.
68					Inductionsrolle I
69					Inductionsrolle II
70	$\frac{7}{8}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{7}{8}$	$c = \frac{1}{4}$ und $\frac{3}{4}$
71	$\frac{9}{10}$	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{10}$	$\frac{9}{10}$	$c = \frac{1}{5}$ und $\frac{4}{5}$
72	$\frac{5}{6}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{5}{6}$	$c = \frac{1}{3}$ und $\frac{2}{3}$

(Eingegangen 9. April 1898.)

## 9. Beobachtung von Metaldampfschichtung bei electrischer Drahtzerstäubung; von M. Toepler.

Um durch Batterieentladung dünne Drähte zu „zerstäuben“, wie man sich ausdrückt, benutzte man bisher folgende Versuchsanordnung: Batterieinnenbeleg — Funkenstrecke — dünner Draht — Batterieausenbeleg. In dem Augenblicke, in dem in der Funkenstrecke die Entladung der Leydener Batterie stattfindet, wird dann (eine hinreichend grosse Batterie vorausgesetzt) zugleich auch der dünne Draht momentan verpufft; es erscheint hierbei an seiner Stelle für einen Augen-

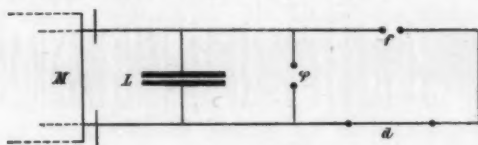


Fig. 1.

blick eine dicke, helle Lichtraupe.<sup>1)</sup> Ein mehr oder minder dichter Nebel von Metallrauch umschwebt dann noch längere Zeit den Ort der Zerstäubung und zerstreut sich allmählich im Beobachtungsraume. Dies gilt sowohl bei Zerstäubung von Blei, Silber, Kupfer, Gold und Eisen, als auch für Drähte aus dem schwer schmelzbaren Platin. War bei dem Experiment der Draht über oder unter einer Glasplatte ihrer Oberfläche parallel ausgespannt, so erhält man auf ihr einen dünnen, spiegelnden Metallniederschlag. Dieser zeigt nun normal zur Richtung des zerstäubten Drahtes stehende Schichten oder Rippen, d. h. einander parallele Streifen grösster

1) A. v. Obermayer, Sitzungsber. d. k. Akademie d. Wissensch. zu Wien 98. Abth. IIa. p. 426. 1889, hat diese Lichtraupe photographirt; eine Schichtung ist auch schon hier angedeutet.

Dichte des Niederschlages, zwischen denen sich so gut wie kein Metall niedergeschlagen findet.

Die Schichtung, welche man mit der angegebenen Versuchsanordnung erhält, ist meist unklar und wenig scharf ausgebildet. Gut geschichtete Niederschläge erhält man leicht folgendermaassen. Zu dem Drahte  $d$  (vgl. die schematische Fig. 1) und der Funkenstrecke  $f$  wird eine zweite Funkenstrecke  $q$  parallel geschaltet. Die Länge der beiden Funkenstrecken ist so abzugleichen, dass (bei zunächst ausgeschalteter Batterie  $L$ ) der Funkenstrom z. B. der 60 plattigen Toepler'schen Maschine  $M$ , *soeben* nicht mehr durch die zweite ( $q$ ), sondern durch Draht  $d$  und erste Funkenstrecke  $f$  geht. Wird

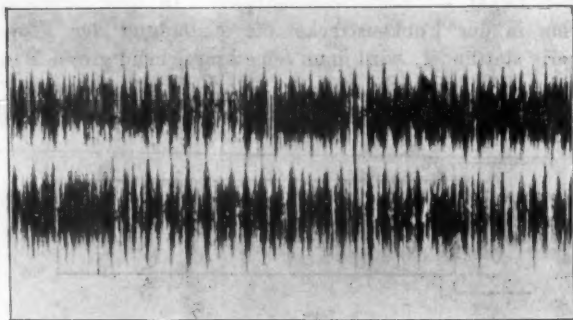


Fig. 2.

hierauf die Batterie wieder angeschaltet, so erscheint bei ihrer Entladung *gleichzeitig* in beiden Funkenstrecken je ein Funken, und der Draht wird zerstäubt, *unter Bildung eines klar geschichteten Niederschlages*. Die Schichten sind besonders deutlich ausgebildet, wenn der Draht nicht unmittelbar über der Glasplatte, sondern einige Millimeter von ihr entfernt ausgespannt war. Die bestgeschichteten Niederschläge erhielt ich mit Silberdraht (vgl. Fig. 2).

Zur Erklärung der günstigen Wirkung der zuletzt angegebenen Versuchsanordnung ist wohl anzunehmen, dass hier wesentlich nur bei der ersten Schwingung der oscillirenden Batterieentladung die Electricität durch den Draht geht, ihn zerstäubt und die Schichtung des Dampfes veranlasst. Die

Selbstinduction in dem den Draht enthaltenden Zweige treibt hierbei die Entladung in den Nebenzweig (Funkenstrecke  $\varphi$ ), der dann die weiteren Schwingungen aufnimmt, weil die Drahtverpuffung eine plötzliche Widerstandsvermehrung im ersten Zweige veranlasst hat.

Stellt man anstatt der einen zwei Glasplatten in einem Abstände von einigen Millimetern voneinander parallel auf, und spannt frei, mitten zwischen ihnen, den dünnen Draht aus, so entsteht bei seiner Zerstäubung auf jeder der beiden Platten ein gerippter Metallniederschlag. Vergleicht man nun diese Niederschläge, indem man einfach die Glasplatten, wie sie standen, mit den Innenflächen so aufeinanderlegt, dass die Niederschläge auf ihnen dicht *nebeneinander* zu liegen kommen, so erkennt man, dass jeder Rippe des einen eine ebensolche des zweiten entspricht; selbst Einzelheiten finden sich in beiden Niederschlägen gleich ausgebildet. Die beistehende Fig. 2 zeigt in dreifacher Vergrößerung zwei so nebeneinandergelegte Niederschläge. Speciell war bei Ausführung dieser Zerstäubung die Länge des dünnen Silberdrahtes 10 cm (Fig. 2 zeigt nur einen Theil desselben), sein Durchmesser 0,012 cm, der Abstand der beiden einander parallelen Glasplatten 0,30 cm; die Schlagweite der vorgeschalteten Funkenstrecke betrug 1,5 cm (entsprechend etwa 35000 Volt Spannungsdifferenz bei Beginn der Entladung), die Capacität der Batterie war auf mehr als 0,25 Mikrof. zu schätzen. Um die Schichtung besonders deutlich hervortreten zu lassen, ist durch leichtes Ueberwischen mit einem Tuche der *lockere* Niederschlag entfernt worden, sodass nur die fester in das Glas eingebrannten Metallrippen übrig geblieben sind; feinere Details gehen hierdurch freilich verloren. Wie man sieht, entspricht jeder Rippe in dem einen eine gleiche im nebengelegten anderen Niederschlage. Hieraus folgt, *dass sich in der That der Metalldampf vorübergehend in scharfen (nahe äquidistanten) scheiben- oder linsenförmigen Schichten angeordnet hatte. Diese Metalldampfschichten stehen normal und nahe symmetrisch zur Axe des zerstäubten Drahtes.*

An diese Thatfachen sei noch eine kurze Bemerkung angeschlossen. Die behandelte Schichtung gleicht vollkommen der Lichtschichtung, welche man bei intensiven Electricitäts-

entladungen durch *Gase* in diesen enthält.<sup>1)</sup> Es erscheint demnach kaum zweifelhaft, dass wirklich eine *Vergasung* des Drahtmaterials stattfindet. Hierfür spricht auch noch folgender Umstand. Bei geringer Entladungsintensität wird der Draht nur durchgeschmolzen. Bei grösserer Intensität erhält man einen Niederschlag, bei dessen Bildung das Metall in zahlreichen *dünflüssigen*, sehr kleinen Tröpfchen aufgespritzt wurde. Mit dem Mikroskop erkennt man nämlich, dass jeder schief aufgetroffene Tropfen kaulquappenartig einen oft relativ sehr langen und äusserst feinen Schwanz besitzt, welcher die Bahn des Tropfens auf der Glasoberfläche markirt. Bei sehr grosser Entladungsintensität, d. h. also in dem in vorliegender Notiz behandelten Falle (wobei gleichfalls der Draht auf der Glasplatte *nicht* auflag), ist, wie man bei starker (ca. 400 facher) Vergrösserung erkennt, die Glasplatte meist von äusserst zahlreichen, sehr kleinen, runden Metalltröpfchen besetzt, wie eine von sehr feinem Thau bedeckte Fläche; manchmal besteht der Niederschlag auch aus kleinen eckigen Körnchen, einem feinen Sublimate gleichend. Es hat also ganz den Anschein, als ob hier der Niederschlag dadurch entstanden ist, dass sich Metалldampf thau- oder reifartig niedergeschlagen hat. In dem geschichteten Metалldampf werden freilich auch in diesem Falle stellenweise noch flüssige Tröpfchen schweben, welche dann die Unregelmässigkeiten der Schichtung veranlassen.

Dresden, den 19. Juni 1898.

1) Von den zahlreichen diesbezüglichen Beobachtungen sei hier nur auf die photographische Aufnahme eines Blitzes von Kayser, Wied. Ann. 25. p. 131. 1885 und auf die Beobachtungen von A. v. Obermayer, Sitzungsber. d. k. Akademie d. Wissensch. zu Wien 100. Abth. IIa. p. 155. 1891 besonders hingewiesen.

(Eingegangen 22. Juni 1898.)

### 10. Die magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen; von Arthur Schuster.

Die interessanten Arbeiten von Hrn. W. Kaufmann, über die magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen, veranlassen mich etwas näher auf Versuche einzugehen, die ich vor mehreren Jahren über denselben Gegenstand ausgeführt habe. Ich war, so viel ich weiss, der erste, der gezeigt hat <sup>1)</sup>, wie man aus der Ablenkung der Kathodenstrahlen das Verhältniss  $e/m$  der fortgeführten Electricitätsmenge zur Massen der fortgeschleuderten Theilchen bestimmen kann, auch sind die ersten Versuche hierüber zuerst von mir ausgeführt und veröffentlicht <sup>2)</sup> worden. Der in der citirten Abhandlung veröffentlichte Werth von  $e/m$  war  $1.1 \times 10^6$ . Leider hat sich bei der Berechnung des Magnetfeldes ein Irrthum eingeschlichen, derselbe ist 2,5 mal so gross, also  $3,6 \times 10^6$ . Aus Gründen, die in meiner Abhandlung angegeben sind und die noch näher erörtert werden sollen, kann dieser Werth nur als obere Grenze angesehen werden. Trotzdem ist er etwa 5 mal kleiner als der von Kaufmann gefundene. Es folgt hieraus entweder, dass die Grösse  $e/m$  keine Constante ist, oder dass die von mir und Kaufmann angewandte Methode nur ganz rohe Annäherungen giebt.

In meiner Arbeit wurde nur ein Experiment als Beispiel mitgetheilt. Ich beabsichtigte damals die Einzelheiten erst nach weiterer Ausdehnung der Versuche zu veröffentlichen. Ich habe auch später noch eine ganze Reihe von Messungen angestellt, bin aber bald zur Ueberzeugung gelangt, dass sich auf dem von mir eingeschlagenen Wege keine genaueren Resultate erhalten lassen. Trotzdem tragen alle Fehlerquellen dazu bei, den Werth  $e/m$  scheinbar zu vergrössern, der Widerspruch zwischen mir und Kaufmann bleibt daher bestehen. Im Anschluss auf weitere Messungen von J. J. Thomson und Lenard

1) A. Schuster, Proc. Roy. Soc. 37. p. 317. 1884; Beibl. 8. p. 891.

2) A. Schuster, Proc. Roy. Soc. 47. p. 526. 1890; Beibl. 15. p. 38.



lohnt es sich der Mühe jetzt etwas näher meine Versuche zu discutiren und zu untersuchen, ob Kaufmann nicht bei seinen Rechnungen Annahmen gemacht hat, die nicht zutreffen und die auf sein Resultat einen beträchtlichen Einfluss gehabt haben können.

Bei meinen ersten Versuchen, die im Februar 1888 gemacht wurden, benutzte ich eine Röhre, deren Kathode ein Aluminiumdraht von 1,7 mm Durchmesser war, der durch eine Glasröhre geführt wurde. In das obere Ende der Glasröhre wurde ein kleiner Specksteincylinder eingeschoben, der sich dicht an die Kathode anlegte. Die Strahlen bestehen dann aus einem schmalen Cylinder, der sich im magnetischen Felde nahezu in einen kreisförmigen Ring legt. Dieser Ring wird von vorne durch eine planparallele Glasplatte beobachtet. Auch hinten ist die Röhre durch eine ähnliche Platte verschlossen, durch die eine Reihe von Sonden eingeführt werden. Diese Sonden lagen auf einem Kreise, dessen Durchmesser 1 cm ist. Die Platten sind durch geschmolzenes Silbernitrat an die Röhre gekittet.

Die Röhre wird zwischen grössere Polplatten eines starken Electromagneten eingeführt. Als Stromquelle diente eine constante Batterie von 1000 Accumulatorenzellen.

Das Potential wurde mittels eines Condensators und eines ballistischen Galvanometers gemessen. Die Stärke des Magnetfeldes konnte durch die Inductionsströme in einer Spule, die rasch aus dem Felde gezogen wurde, bestimmt werden. Es war hierzu genügender Raum zwischen den Polen gelassen. Das Verhältniss des Magnetfeldes in der Nähe der Pole und in der Mitte wurde durch specielle Versuche ermittelt.

Der leuchtende Ring wurde photographirt, sodass der Krümmungsradius an verschiedenen Stellen gemessen werden konnte. Hierbei ergab sich bei zwei Photographien vom 16. Nov. 1887 und 6. Febr. 1888, dass der Krümmungsradius nicht constant war, sondern von der Kathode aus *abnahm*. Es lässt sich das daraus erklären, dass die Geschwindigkeit der abgeschleuderten Theile durch Reibungswiderstände abnimmt. Der Versuch vom 16. Nov. war nur ein vorläufiger und es liegen mir die numerischen Daten zur vollständigen Berechnung jetzt nicht mehr vor.

Am 6. Febr. 1888 war die Potentialdifferenz zwischen der Kathode und der ihr nächstliegenden Sonde 225 Volt, während die Stärke des Magnetfeldes 127 C.G.S. war. Der Krümmungsradius bei der der Kathode zunächst liegenden Sonde war etwa 1 cm. Man berechnet hieraus den oben angegebenen Werth von  $e/m$ .

Hierbei sind zwei Umstände zu beachten. Das Potentialgefälle zwischen der Kathode und der ersten Sonde ist viel kleiner als das ganze Kathodengefälle. Leider wurde das letztere nicht gemessen. Ich kann aber leicht aus anderen Versuchen schliessen, dass das ganze Gefälle nicht unter 1000 Volt war. Hätte ich dasselbe in Rechnung gesetzt und ausserdem den mittleren Krümmungsradius, so hätte ich Werthe erhalten, die denen von Kaufmann sehr nahe liegen.

Es liegt aber allen diesen Berechnungen die Annahme zu Grunde, dass die fortgeschleuderten Theilchen keinen Reibungswiderständen unterworfen sind, ausserdem, dass sie an der Kathode das volle Potential annehmen. Beide Annahmen sind höchst zweifelhaft. Namentlich deutet die leuchtende Schicht, die dicht an der Kathode im Inneren des dunklen Raumes liegt, dass dort wahrscheinlich ein starker Widerstand stattfindet. Einen solchen kann man aber gar nicht in Rechnung ziehen. Dies ist der Grund, warum ich meine späteren Versuche gar nicht veröffentlicht habe.

Ich will nun gern zugeben, dass die experimentelle Anordnung von Kaufmann entschieden besser ist, wie die meinige. Dadurch, dass er eine Influenzmaschine verwendete, konnte er zu niedrigeren Drucken heruntergehen, wodurch die Reibung wahrscheinlich vermindert wurde, und dadurch, dass das Potentialgefälle und auch die Geschwindigkeit der Theilchen grösser sind, werden die Ablenkungen viel kleiner und es werden die Störungen des Gefälles vermieden, die durch das vollständige Umlegen in Ringform jedenfalls hervorgerufen werden.

Es ist wohl dieser besseren Anordnung zuzuschreiben, dass er das theoretische Gesetz über die Abhängigkeit des Krümmungsradius von dem Potentialgefälle bestätigen konnte. Bei dem Gasdrucke, den ich in meinen Versuchen anwandte (0,3 mm), war das Gesetz nicht erfüllt.

In Tab. I sind meine Versuche zusammengestellt, die in

derselben Röhre bei verschiedenen Potentialgefällen ausgeführt sind. Hierbei bedeutet  $V_0$  den ganzen Unterschied zwischen dem positiven und negativen Pol.  $C$  ist die Stromstärke und  $d$  ist der mittlere Durchmesser des Ringes, also umgekehrt proportional der Krümmung der Kathodenstrahlen.

Tabelle I.

$V_0$	$C$	$d$	$V_0/d$	$e/m$
1790	$76 \times 10^{-6}$	0,98	1830	$1,55 \times 10^7$
1680	54	0,91	1840	1,69
1550	41	0,88	1870	1,87
1350	25	0,74	1820	4,35
1210	14	0,64	1890	3,08

Die mit  $V_0/d$  bezeichnete Columnne zeigt, dass hier die Ablenkung  $d$  der Kathodenstrahlen nahezu dem Kathodengefälle  $V_0$  proportional war, statt  $\sqrt{V_0}$ , wie es aus der Theorie folgt. Von Bedeutung ist die nahe Uebereinstimmung der Werthe von  $e/m$  mit den von Kaufmann gegebenen, wenn man die beiden letzten Versuche ausschliesst. Ein Vergleich mit dem oben angegebenen Werthe ist nicht möglich, weil in der Röhre, auf die sich Tab. I bezieht, keine Sonde eingeführt war. Man konnte daher das Potentialgefälle nicht dort messen, wo es eigentlich nöthig gewesen wäre, um genaue Resultate zu erhalten. Die Werthe von  $e/m$  sind daher jedenfalls viel zu gross. Der Druck war hier 0,3 mm, und die Stärke des Magnetfeldes 360 C.G.S. Die Messungen wurden vermittelt eines Ocularmikrometers von meinem Assistenten, Hrn. Arthur Stanton ausgeführt.

Die Annahme, dass das Potential des Gases in dem ganzen Theil der Röhre, die der magnetischen Kraft ausgesetzt ist, gleich ist dem Potential der Anode wird auch von Kaufmann gemacht. Bei dem niedrigen Druck, den er anwendet, liegen, so viel ich weiss, keine Beobachtungen vor, die zu einer solchen Annahme berechtigten.

Der Vollständigkeit halber theile ich noch eine weitere Reihe von Versuchen mit, die alle im Sommer 1888 ausgeführt wurden.

Tabelle II.  
Gas: Stickstoff.

Druck in mm	$V_0$	$C$	$d$	$H$	$e/m$
0,4	1600	$54 \times 10^{-5}$	1,25	250	$1,3 \times 10^7$
0,54	1500	72	1,20	250	1,3
0,15	1725	30	1,32	250	1,3
0,15	1725	34	0,65	450	1,6
0,15	1735	30	0,45	630	1,7

Tabelle III.

Gas: Kohlensäure (Druck 0,8 mm), Stromstärke  $14 \times 10^{-5}$ .

$V_0$	$H$	$d$	$e/m$
1800	380	0,86	$1,35 \times 10^7$
1850	570	0,55	1,51
1760	610	0,52	1,45
1800	440	0,76	1,29
1800	550	0,61	1,28
1800	380	0,90	1,23

Die Tabellen zeigen, dass wenn der Durchmesser des Ringes kleiner wird, entweder durch Verkleinerung des Potentials oder durch Verstärkung des Magnetfeldes die Grösse  $e/m$  scheinbar wächst. Die Versuche mit Kohlensäure widersprechen nicht dem Resultate Kaufmann's nach welchem die Ablenkung in verschiedenen Gasen dieselbe ist, doch kann man keinen sicheren Schluss aus ihnen ziehen. Wenn man die Beobachtungen vergleicht, bei denen der Durchmesser des Ringes etwa gleich ist, scheint es als ob der Werth  $e/m$  bei Kohlensäure kleiner sei wie bei Stickstoff.

Es wurde schon oben angedeutet, dass diese Versuche mich zu dem Schlusse führten, dass Reibungsvorgänge einen beträchtlichen Einfluss auf das Resultat haben, denn nur so kann man es erklären, dass die Geschwindigkeit der abgeschleuderten Theilchen abnimmt, während die Potentialdifferenz zunimmt. Um diese Reibung so viel als möglich zu eliminiren, müsste man die Ablenkung so nahe als möglich an der Kathode messen, und auch dort das Potentialgefälle bestimmen. Wie sich aus den schon früher veröffentlichten Werthen ergibt, gelangt man dann zu Zahlen, die etwa zehnmal kleiner sind. Da ich nicht sah, wie sich diese Schwierigkeiten umgehen liessen, verfolgte ich die Sache nicht weiter.

Durch die vortreffliche Uebereinstimmung der Kaufmann'schen Resultate ist aber die Frage in ein neues Stadium gekommen und es lohnt sich zu discutiren, auf welchen Annahmen dieselben beruhen.

Es wird vorausgesetzt, dass das ganze Potentialgefälle ausschliesslich zur Vermehrung der Geschwindigkeiten der Molecüle verbraucht wird und sich kein Theil in Wärme umsetzt. Es ist hiermit in Uebereinstimmung, dass die magnetische Ablenkung der Quadratwurzel des Potentialgefälles proportional ist; doch kann man nicht sagen, dass hierdurch die Abwesenheit vom Reibungswiderstande oder analoge Wirkungen bewiesen sind. Ich will z. B. nur eine Hypothese erwähnen, bei der dasselbe Gesetz gültig wäre. Es ist von mir und H. Warburg gezeigt worden, dass die Kathode von einer Atmosphäre positiv electricisirter Theilchen umgeben ist und ich fand, dass bei einer Kathode, die aus einer Scheibe gebildet ist, das Potentialgefälle näherungsweise durch die Gleichung

$$V = V_0 (1 - e^{-kx})$$

dargestellt werden kann. Es folgt hieraus, dass die elektrische Dichte der Grösse  $dV/dx$  proportional ist. Wenn man nun annimmt, dass die den negativ geladenen Theilchen entgegenwirkende Kraft der Dichte der positiv geladenen Theilchen proportional ist, so ist die Bewegungsgleichung

$$m \frac{dv}{dt} = (e - f) \frac{dv}{dx}$$

$$\frac{1}{2} m v^2 = (e - f) V_0,$$

wo  $f$  von der Reibung herrührt und  $V_0$  das totale Kathodengefälle bedeutet.

Es wäre dann mit der Bezeichnung Kaufmann's die Ablenkung

$$z = H \frac{x_0^{\frac{1}{2}}}{z} \sqrt{\frac{e}{2mV_0}} \sqrt{\frac{e}{e-f}}.$$

Man sieht, dass die Ablenkung im Verhältniss  $\sqrt{e/(e-f)}$  vergrössert wird. Ich glaube man muss aus den mitgetheilten Versuchen den Schluss ziehen, dass man aus der magnetischen Ablenkung allein das Verhältniss von  $e/m$  nicht mit

Sicherheit ermitteln kann; sondern nur eine obere Grenze erhält.

Nun sind aber kürzlich ganz unabhängig voneinander Versuche von J. J. Thomson und Lenard angestellt worden, bei welchen gar keine Annahmen über das Verhältniss der Geschwindigkeiten zum Potentialgefälle gemacht werden, sondern die electrostatische Abstossung in Rechnung gezogen wird. Die Resultate stimmen gut überein. Lenard findet im Mittel  $6,4 \times 10^6$  und J. J. Thomson  $7,4 \times 10^6$ . Diese Zahlen sind auch immer beinahe doppelt so gross, wie der von mir gefundene, aber sie betragen weniger als die Hälfte des von Kaufmann gefundenen Werthes.

Ich will nicht in Abrede stellen, dass in meinen Messungen der Krümmungsradius vielleicht zu gross gemessen war, denn es kam mir damals darauf an, den grössten Radius zu bestimmen, der sich mit der Photographie vereinigen liess, und da das Quadrat des Radius in Rechnung kommt, so wäre es auch möglich, dass der Thomson-Lenard'sche Werth von  $e/m$  auch bei meinen Versuchen hätte herauskommen sollen. Doch scheint mir das nicht wahrscheinlich und der Schluss, dass das gefundene Verhältniss, unabhängig vom Druck und der Natur des Gases ist, scheint mir doch noch auf sehr schwachen experimentellen Füßen zu stehen. Was zunächst die Natur der Gase anbetrifft, so muss man bemerken, dass bei den niedrigen Drucken, wie sie in den Versuchen von Kaufmann, Lenard und Thomson angewandt wurden, das Gas hauptsächlich wohl nur aus dem von den Glaswänden abgegebenen Wasserdampf besteht. Ein Erhitzen der Röhre genügt nicht, um das Wasser ganz zu entfernen. Ich habe mich gelegentlich einer anderen Untersuchung davon überzeugt, dass eine Glasröhre, die 14 Tage lang ohne Unterbrechung einer Temperatur von  $300^\circ$  ausgesetzt war, noch immer Spuren von Gas abgab. Es scheint daher vor der Hand gar nicht erwiesen zu sein, dass nicht der Träger der Electricität immer deshalb der gleiche war, weil das in der Röhre befindliche Gas dasselbe war. Dass das Potentialgefälle verschieden war, beweist nicht das Gegentheil, denn nach Warburg's Versuchen hängt das Gefälle oft von kleinen Beimischungen ab. Man kann daher die eingeführten Gase

als Verunreinigungen des immer gegenwärtigen Wasserdampfes ansehen.

Auch was die Unabhängigkeit vom Drucke anbelangt, so liegen die Versuche doch wohl noch vor der Hand zwischen zu engen Grenzen und ich muss nochmals darauf aufmerksam machen, dass die von mir in Luft und bei einem Drucke von 0,3 mm erhaltene Zahl, einen *Maximalwerth* darstellt, der halb so gross ist, wie die kleinsten von Thomson und Lenard gemessenen Zahlen.

Von Interesse ist es, dass das von Lorentz aus Zeeman's Versuchen berechnete Verhältniss von  $e/m$ ,  $10^7$  C.G.S.-Einheiten beträgt, also etwa dieselbe Grössenordnung hat, wie der aus den obigen Versuchen berechnete Werth. Es deutet das darauf hin, dass bei den Lichtschwingungen der Moleküle dieselben Massentheile in Betracht kommen, wie bei den Kathodenstrahlen. Sollten diese Massentheile bei allen Atomen die gleichen sein? Das wäre gewiss ein sehr wichtiger Schluss, der auf den weiteren Fortschritt der Physik von grossem Einfluss wäre. Aber gerade deshalb muss man vorsichtig sein und diese Identität nicht auf Versuche gründen wollen, die dieselbe vielleicht vermuthen lassen, aber gewiss noch nicht bewiesen haben.

(Eingegangen 23. Mai 1898.)



## 11. *Wirkung verschiedenartiger Wellen auf den Branly'schen Cohärer; von Otto Leppin.*

Im Band 64 p. 611 hat Hr. Auerbach gezeigt, dass akustische Wellen ebenso wie die electricen eine bleibende Verringerung des electricen Contactwiderstandes herbeizuführen vermögen. Da ich unabhängig von Hrn. Auerbach zu gleichen Ergebnissen gelangt bin, so werden die folgenden Mittheilungen, wie ich hoffe, nicht ganz ohne Interesse sein, zumal sie in einigen anderen Punkten über die Auerbach'schen Beobachtungen hinausgehen.

Ich hatte zu meinen Versuchen in den Stromkreis eines kleinen Leclanchéelementes von 15 cm Höhe die Empfängerstation der Hertz'schen Spiegel mit den Branly'schen Cohärer, sowie ein empfindliches Verticalgalvanometer eingeschaltet. Die Füllung des Cohäfers bestand theils in Kupferspähen, theils in einem Gemisch von Kupfer- und Rheotanspähen.

War die Nadel des Galvanometers auf Null, oder mit geringer Abweichung von Null zur Ruhe gekommen, so liess sich durch lautes Hineinrufen in den parabolischen Spiegel ein sehr deutlich sichtbarer Ausschlag am Galvanometer erzielen. — Die Nadel behielt auch, wie bei den Versuchen mit electricen Wellen, ihren Ausschlag, bis durch Erschütterung des Cohäfers der starrkrampfartige Zustand der Feilspähe aufgehoben wurde.

Durch Zuhülfenahme eines Sprachrohres gelang es aus etwas grösserer Entfernung (5—6 m) dieselben Resultate zu erzielen. Eine Stimmgabel ( $a=435$ ) rief ebenfalls einen Ausschlag der Nadel hervor, jedoch nur in unmittelbarer Nähe des Cohäfers. Dieser letzte Versuch gelang durch Zuführung der Schwingungen durch die Luft.

Nun stellte ich Versuche mit einer Anzahl von Labialpfeifen an und fand, dass nur *eine* von ungefähr zwanzig verschiedenen sich als wirksam erwies. Die Wirkung dieser Pfeife aber stand in keiner Beziehung hinter der Wirkung der elec-

trischen Wellen zurück; bis auf zwanzig Meter Entfernung erzielte ich fast jedesmal das erwartete Resultat. Von einer bestimmten Stelle aus jedoch versagte die Pfeife zuweilen, ging ich aber dann vorwärts oder rückwärts, so erzielte ich einen Ausschlag der Nadel. Diese Erscheinungen führten mich zu der Ueberzeugung, dass einmal eine ganz bestimmte Wellenlänge (dem Cohärer entsprechend) erforderlich sei und dass zweitens an der Stelle, wo die Pfeife versagte, sich ein Knotenpunkt befinden müsse.

Der Ton dieser zum Cohärer stimmenden Labialpfeife war cis. Eine Pfeife, welche um  $\frac{1}{2}$  Ton höher stand, gab auch noch Resultate, jedoch schon nicht mehr zuverlässig. Tiefer dagegen durfte der Ton sein, ich erzielte sogar mit C 64 noch ab und zu einen Ausschlag.

Um genauer zu untersuchen, ob das Versagen der Wirkung wirklich dadurch zu erklären war, dass an jener bestimmten Stelle sich ein Knotenpunkt befand, oder ob irgend welche anderen Umstände die Veranlassung waren, befestigte ich oberhalb des parabolischen Spiegels ein dünnes Seil und führte es etwa 7 m parallel zum Boden hin. An diesem Seil hing ein Drahtbügel, der so gebogen war, dass man die verschiedenen Pfeifen ohne Umstände einhängen und herausnehmen konnte, und welcher sich auf dem Seil leicht hin- und herschieben liess. Die Länge des Bügels war derartig, dass die Oeffnung der Pfeifen ungefähr auf den Cohärer gerichtet war.

Mit dieser einfachen Einrichtung liess sich leicht feststellen, dass das Ausbleiben der Widerstandsverminderung thatsächlich dem Umstande zuzuschreiben war, dass sich an jener Stelle ein Knotenpunkt befand. Verdoppelte ich den Abstand der Pfeifenmündung vom Cohärer, so trat abermals ein Versagen ein und bei dreifacher Entfernung ebenso. Ganz genau nach Centimetern gemessen stimmte allerdings die Verdoppelung und Verdreifachung des Abstandes nicht mit dem thatsächlichen Knotenpunkte überein, aber die Abweichung war nicht erheblich und ich glaube, dass die Mangelhaftigkeit der Einrichtung daran schuld war.

Zur Erzielung einer recht deutlichen Wirkung ist es erforderlich, dass der Branly'sche Cohärer in dem parabolischen Hertz'schen Spiegel angebracht ist. Der Spiegel dient auch

bei den akustischen Versuchen als Auffänger der Wellen. Die Wirkungen sind, wenn die Experimente ohne Spiegel angestellt werden, sehr minimal.

Der Marconi'sche Cohärer gab weder mit noch ohne Spiegel irgend welche Resultate. Es liegt dies vielleicht an dem ausserordentlich geringen Quantum von Feilspähnen oder an der Art dieser Spähne.

Ob der Cohärer mikrophonisch zu wirken vermöge, darüber sind wohl schon viel Versuche angestellt worden, so viel mir aber aus der Literatur bekannt ist, haben jene Experimente zu keiner bejahenden Antwort geführt.

Um diese Versuche zu wiederholen, schaltete ich in den Stromkreis von Leclanchéelement und Cohärer ein ganz einfaches Telephon ein und zwar legte ich die Leitung so lang, dass das Telephon sich in einem ungefähr 40 m vom Cohärer entfernten, völlig abgeschlossenen Raum befand. Es war somit absolut ausgeschlossen, dass das Ohr den Ton einer Pfeife oder überhaupt ein starkes Geräusch hätte direct wahrnehmen können. Durch das Telephon jedoch waren mit vorzüglicher Deutlichkeit die Töne der verschiedenen Labialpfeifen wahrzunehmen und zwar ganz besonders deutlich waren hohe Töne. Klopfen auf den Cohärer rief ein leichtes Knacken im Telephon hervor.

Deutlich war ausserdem jenes bekannte, durch Induction hervorgerufene Surren im Telephon zu hören, doch verschwand dies Geräusch sogleich, sowie ein geringer Widerstand in den Spähnen hervorgerufen wurde, sobald z. B. die Hand vorsichtig um den Cohärer gelegt wurde, natürlich ohne diesen zu berühren.

Zu erwähnen ist noch, dass bei allen akustischen Versuchen die eigentliche Wirkung erst eintrat, sobald das Tönen aufhörte. Dauerte dieses Tönen auch nur ganz kurze Zeit, so entfiel die Hauptwirkung doch auf das Ende des Tones.

Aus all diesen Versuchen Schlüsse irgend welcher Art zu ziehen, erscheint mir noch verfrüht, vielmehr will ich einiger weiterer Erscheinungen, die ich beobachtete, Erwähnung thun.

Nachdem sich gezeigt hatte, dass electriche wie auch akustische Wellen reducirend auf den Widerstand des Cohärers wirken, war es ein sehr naheliegender Gedanke, auch

Versuche anzustellen, wie sich die Wärmewellen und die Lichtwellen in dieser Beziehung verhalten.

Schon bevor ich meine Versuche mit Schallwellen anstellte, hatte ich gefunden, dass der Cohärer vorzüglich dazu geeignet ist, zur Demonstration der Erhöhung des Leitungswiderstandes durch Wärme zu dienen, indem schon die Handwärme allein ausreichend ist, den durch electriche oder akustische Wellen aufgehobenen Widerstand des Cohäriers wieder eintreten zu lassen. Ausführlichere Angaben hierüber sollen in der „Zeitschr. für den physik. und chem. Unterricht“ Heft 4. 1898 veröffentlicht werden.

Um Lichtwellen auf den Cohärer einwirken zu lassen, setzte ich den parabolischen Spiegel, der wieder in Verbindung mit dem Leclanchéelement und dem Verticalgalvanometer stand, dem hellen Tageslicht aus.

Nach 3 Min. ungefähr begann die Nadel des Galvanometers langsam auszuschlagen. Der Ausschlag wurde stärker und stärker, klopfte ich auf den Cohärer, so kehrte die Nadel unverzüglich auf Null zurück, um sodann von neuem auszuschlagen. Dieses Wiederausschlagen geschah bei mehrfachem Klopfen und Ausschlagenlassen der Nadel in immer kürzerer Zeit und die Nadel kehrte jedesmal weniger weit in der Richtung nach Null zurück.

Anstatt des Galvanometers schaltete ich nun ein Relais in den Stromkreis mit dem Cohärer, welches den Contact zu einer Batterie schloss, die eine Glühlampe speiste. Durch die Einwirkung des Tageslichtes auf den Cohärer begann die Glühlampe nach kurzer Zeit zu leuchten; nun erschütterte ich den Cohärer und die Lampe erlosch. Sehr bald brannte sie wieder, wieder klopfte ich und wieder erlosch die Lampe, um aber nach merklich kürzerem Zwischenraum als beim ersten Klopfen wieder aufzuleuchten. Dieses Spiel wiederholte ich einige Zeit; immer kürzer wurden die Pausen, bis endlich kein Klopfen mehr half, die Lampe fuhr fort zu leuchten.

Diese Versuche, die ich häufig wiederholte, zeigten nun ferner, dass die Art des Tageslichtes von hoher Bedeutung sei. An solchen Tagen, wo bald die Sonne hell schien, bald eine Wolke das directe Sonnenlicht verdeckte, liess sich deutlich am Galvanometer erkennen, dass die in dem directen

Sonnenlicht enthaltenen Wellen eine Erhöhung des Widerstandes herbeiführten, die Nadel kehrte dann regelmässig etwas zurück. Ich konnte somit am Galvanometer deutlich und mit ziemlicher Sicherheit wahrnehmen, ob die Sonne durch Wolken verdeckt oder nicht verdeckt war.

Nun stellte ich Versuche bei völliger Dunkelheit an. Zunächst liess ich eine Petroleumlampe auf den Cohärer wirken; die Nadel des Galvanometers schlug langsam aus, ganz wie es bei Einwirkung des Tageslichtes geschah, nur weniger rasch.

Längere Belichtung des Cohärens durch Magnesiumlicht oder eine plötzliche Belichtung durch Magnesiumblitzlicht rief keinen Ausschlag am Galvanometer hervor. Allerdings wurden diese Versuche ohne Anwendung grösserer Reflectoren ausgeführt.

Weitere bei Tageslicht angestellte Versuche, bei welchen die Sonnenstrahlen erst farbige Glasplatten (roth, gelb, grün, blau) oder eine Lösung von Jod in Schwefelkohlenstoff durchdringen mussten, führten zu keinerlei neuen Resultaten, die Nadel schlug stets mehr oder weniger aus.

Die Reihe von Versuchen ist noch nach keiner Richtung hin abgeschlossen, vielmehr sollen dieselben noch verschiedentlich wiederholt, sowie auch fortgesetzt werden.

Für die praktische Verwendung der „Telegraphie ohne Draht“ dürfte manches Gesagte von grösserer Bedeutung sein und diese oder jene Störung dürfte eine Erklärung finden.

Berlin, den 14. Mai 1898.

(Eingegangen 16. Mai 1898.)

12. Ueber das Verhalten  
*rotirender Isolatoren im Magnetfelde und eine  
darauf bezügliche Arbeit A. Campetti's;  
von Hans Benndorf.*

(Aus den Sitzungsber. der k. Akademie d. Wissensch. zu Wien. Mathem.-naturw. Klasse; Bd. CVI. Abth. IIa. Dec. 1897, im Auszug mitgetheilt.)

Führt ein Körper unter dem Einfluss äusserer Kräfte in einem Magnetfelde einen mechanischen Kreisprocess aus, d. h. kehrt er nach einer bestimmten Zeit genau wieder in den Anfangszustand zurück, so wird im allgemeinen von den Kräften eine Arbeit geleistet, die von der Natur des betreffenden Körpers abhängt; im Folgenden soll stets vorausgesetzt werden, dass das magnetische Feld constant bleibt und die Bewegung so langsam vor sich geht, dass eine Aenderung des ursprünglichen Feldes durch die Bewegung des Körpers vernachlässigt werden kann.

Ist der Körper ein idealer Leiter ohne dielectriche Polarisation, so ist die aufgewandte Arbeit äquivalent der entwickelten Joule'schen Wärme, vermehrt um die durch etwaige magnetische Hysteresis erzeugte Wärmemenge.

Ist der Körper ein ideales Dielectricum ohne jede Leitung, so kann die der aufgewandten Arbeit entsprechende Wärme nur durch magnetische und dielektrische Hysteresis erzeugt sein.

Für einen Körper, der in seinen Eigenschaften zwischen diesen idealen Grenzen liegt, wird die Joule'sche Wärme, sowie die durch magnetische und dielectriche Hysteresis erzeugte Wärme das Aequivalent der aufgewandten Arbeit bilden.

In seiner Arbeit: <sup>1)</sup> „Ueber eine dämpfende Wirkung des magnetischen Feldes auf rotirende Isolatoren“ beschreibt Duane ein Dämpfungsphänomen, welches an isolirenden

---

1) W. Duane, Wied. Ann., 58. p. 517. 1896.

Cylindern auftritt, die in einem magnetischen Felde schwingen, und folgert aus seinen Messungen, dass der der Dämpfung entsprechende Energieverlust weder durch die äusserst geringe Joule'sche Wärme, noch aber durch magnetische Hysteresis von kleinen, dem Isolator vielleicht beigemengten Eisentheilen erklärt werden könne. Es erscheint nach dem oben Gesagten daher nur folgerichtig, die Dämpfung mit einer electricischen Hysteresis in Verbindung zu bringen.

Wenn auch über electricische Hysteresis noch wenig bekannt ist, so liesse sich doch wenigstens die Möglichkeit einer Erklärung der Duane'schen Erscheinungen durch sie erweisen, wenn man zeigen könnte, dass die gesammte in dem dielectricischen Körper durch Induction hervorgerufene Energie von derselben Grössenordnung ist, wie das der Dämpfung entsprechende Energiequantum.

Im vergangenen Frühjahr habe ich einer Anregung Hr'n. Hofrath L. Boltzmann's folgend die in einer im homogenen magnetischen Felde rotirenden Kugel aus isolirender Substanz erzeugte Energiemenge berechnet und gefunden, dass dieselbe viel zu klein ist, um eine irgend merkliche Dämpfung zu erzeugen.

Dieses negative Resultat zu veröffentlichen, erschien um so unnöthiger, als bald darauf Duane und Stewart in einer zweiten Abhandlung<sup>1)</sup> zeigten, dass die Dämpfung des schwingenden Cylinders doch durch magnetische Hysteresis kleinster Eisentheilehen erklärt werden müsse und den diesbezüglichen Irrthum in der ersten Arbeit aufklärten.

Vor kurzem aber wurde ich auf eine Abhandlung von A. Campetti:<sup>2)</sup> „Sul moto di un dielettrico in un campo magnetico“ aufmerksam gemacht; in derselben wird zuerst in Anlehnung an J. J. Thomson die Grösse der in einem Dielectricum inducirten Polarisationen berechnet, wenn es in einem homogenen Magnetfelde rotirt, und zwar für eine Kugel und einen Cylinder. Zum Schlusse rechnet der Verfasser die in einer solchen dielectricischen Kugel aufgespeicherte electricische Energie aus und kommt zu dem Schlusse, dass dieselbe so

1) W. Duane u. W. Stewart, Wied. Ann. 61. p. 436. 1907.

2) A. Campetti, Atti della R. accademia delle scienze di Torino 32. p. 52.



gross sei, dass man sehr gut die Duane'schen Phänomene daraus erklären könne. Durch passende Wahl der magnetischen Feldintensität, meint Hr. Campetti, kann die electricische Energie soweit gesteigert werden, dass sie von gleicher Grössenordnung mit der kinetischen Energie der rotirenden Kugel wird, indess zeigt eine Einsetzung numerischer Werthe, dass dies nicht der Fall ist.

Die Formel<sup>1)</sup> für die durch Rotation erzeugte Energie des dielectricischen Polarisationszustandes lautet:

$$W = \kappa_1 c^2 \omega^2 a^5 \frac{1 + 4 R^2}{60};$$

dabei ist  $\kappa_1$  die Dielectricitätsconstante,  $c$  die magnetische Induction in dem als homogen angenommenen Felde,  $\omega$  die jeweilige Winkelgeschwindigkeit der Kugel,  $a$  ihr Radius und  $R$  schliesslich ein dimensionsloser echter Bruch.

Die mechanische Energie einer schwingenden Kugel von der Dichte  $\delta$  ist, wenn  $\omega$  die maximale Winkelgeschwindigkeit bedeutet:

$$U = \frac{4}{15} \pi \omega^2 a^5 \delta$$

Herr Campetti meint nun, dass die beiden Grössen  $U$  und  $W$  durch ein genügend grosses  $c$  von der gleichen Grössenordnung gemacht werden könnten, und schliesst daraus, dass die Duane'schen Phänomene sich eventuell durch electricische Hysteresis erklären liessen.<sup>2)</sup>

Dass dies aber nicht möglich ist, erhellt, wenn man numerische Werthe einsetzt.

Ich nehme an  $R = 1$ ,  $c = 10000$  absolute Einheiten des electromagnetischen Systems; beide Werthe sind grösser ange-

1) Ueber die Ableitung derselben vgl. Campetti l. c. oder H. Benndorf, Sitzungsber. d. k. Akademie d. Wissensch. zu Wien. 106. Abth. IIa. Dec. 1897.

2) Hr. Campetti gebraucht nicht den Ausdruck „electriche Hysteresis“, aus seinen Ausführungen aber ergibt sich dieser Sinn; er sagt gegen Schluss seiner Abhandlung: ... e dell' energia elettrica prima fornita ne sarà restituita una parte più o meno grande a seconda della natura del dielettrico, potendo per es. una parte trasformarsi in calore.

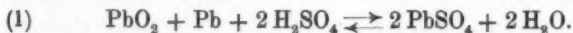
nommen, als sie bei den Duane'schen Versuchen waren. Ferner sei  $\delta = 1$  gesetzt und die Dielectricitätsconstante  $\kappa_1$ , wie üblich, im electrostatischen System gemessen. Ihr Werth im electromagnetischen System wird dann sein  $(\kappa_1/v^2) = \kappa_1/9 \cdot 10^{20}$ . Setzt man diese Werthe in den Ausdruck  $W/U$  ein, so ist annähernd  $(W/U) = \kappa_1/9 \cdot 10^{18}$ , d. h. aber, die electricische Energie in der Kugel ist einige Zehnbillionenmal zu klein, um die Zurückführung der Duane'schen Erscheinungen auf dielectricische Hysteresis als möglich erscheinen zu lassen.

(Eingegangen 30. Mai 1898.)

13. Ueber  
*die chemische Theorie des Bleiaccumulators;*  
*von F. Dolezalek.*

Zur Erklärung des eigenthümlichen Verhaltens des Blei-accumulators sind in den letzten Jahren eine Reihe sinnreicher Theorien und Ansichten entwickelt worden, welche jedoch theilweise recht complicirter Natur sind, sich gegenseitig widersprechen und grösstentheils auch den stromliefernden Process als einen nur unvollkommen reversibeln betrachten und dadurch dem Bleiaccumulator die Eigenschaft eines idealen Accumulators principiell absprechen. Bei diesem Stande der chemischen Theorie des Accumulators ist es wohl angebracht, zunächst das festzustellen, was uns eine hypothesenfreie Anwendung der Thermodynamik auf die Vorgänge im Blei-accumulator zu lehren vermag, zumal da diese erlaubt, über einen für die Stromlieferung angenommenen chemischen Process ein sicheres Urtheil zu fällen. Ein tieferer Einblick in den Mechanismus der Stromerzeugung ist natürlich von der Anwendung allgemeiner Energieprincipien nicht zu erwarten, sondern nur von dem weiteren Ausbau der osmotischen Theorie des Accumulators zu erhoffen; doch wird dieser, wenn einmal der für die Stromlieferung maassgebende chemische Process sichergestellt ist, wohl nicht lange auf sich warten lassen.

Die einfachste Theorie des Bleiaccumulators ist die sogenannte Sulfattheorie, sie wird durch folgende Reactions-  
gleichung wiedergegeben:



Für die Entladung von links nach rechts, für die Ladung von rechts nach links gelesen.

Die Ursache, dass man von dieser einfachen Annahme wieder abging, ist wohl darin zu erblicken, dass sich eine Reihe von Erscheinungen, die man bei genauer Untersuchung des Accumulators auffand, wie die unvollkommene Reversibilität, die Erscheinungen des Rückstandes etc., durch diese

Annahme nicht erklären liessen. Die folgenden Zeilen sollen nun zeigen, dass sich dennoch das gesammte Verhalten des Bleiaccumulators bei Berücksichtigung der mechanischen Construction der Electrodenplatten nicht nur durch obige Gleichung erklären lässt, sondern sich als nothwendige Folge derselben ergibt; dass der Accumulator in chemischer Beziehung ein vollkommen reversibles Element darstellt und dass sein theilweise abweichendes Verhalten nicht durch einen veränderten chemischen Process, sondern nur durch das Auftreten von Concentrationskräften in den Electrodenplatten bedingt ist.

#### 1. Electromotorische Kraft des Accumulators.

Die Frage, ob sich der Werth der electromotorischen Kraft des geladenen Accumulators mit unserer chemischen Gleichung im Einklang befindet, ist bereits vor mehreren Jahren von F. Streintz gelöst worden, indem er zeigte, dass sich die electromotorische Kraft des Bleiaccumulators aus der Wärmetönung obiger Reaction von 87 000 cal. und ihrem Temperaturcoefficienten mit Hülfe des zweiten Hauptsatzes der Wärmetheorie zu einem mit der Erfahrung gut übereinstimmenden Werth berechnen lässt. Die Berechnung ergab 1,885 Volt, während der Accumulator unter den gleichen Bedingungen eine electromotorische Kraft von 1,900 Volt zeigte. Ist durch diese Messungen von Streintz auch die Wahrscheinlichkeit, dass der stromliefernde Process ein von obiger Gleichung abweichender ist, sehr gering geworden, so kann man diese doch nicht als zwingenden Beweis betrachten, da ein anders verlaufender Process sehr wohl mit einer ähnlichen Wärmetönung verbunden sein könnte.

#### 2. Abhängigkeit der electromotorischen Kraft von der Säureconcentration.<sup>1)</sup>

Ausgedehnte Messungen, die von Heim, Streintz u. a. ausgeführt sind, haben bewiesen, dass die electromotorische Kraft des Accumulators mit der Concentration der Schwefelsäure stark ansteigt. Es fragt sich, ob sich auch dieses Verhalten in quantitativer Uebereinstimmung mit obiger Reaktionsgleichung befindet. Um dies zu entscheiden, wollen wir uns

1) A uszugsweise veröffentlicht: Zeitsch. f. Electrochem. 15. 1897/1898.

zwei Accumulatoren, welche mit Schwefelsäure von verschiedener Concentration gefüllt sind, mit ihren electromotorischen Kräften gegeneinander geschaltet denken, und zwar möge Accumulator I mit concentrirterer Säure gefüllt sein als Accumulator II. Da nun die electromotorische Kraft von I höher ist als von II, so können wir diesem System electriche Energie entnehmen, wobei Accumulator I entladen und Accumulator II geladen wird. Der Verbrauch der festen Stoffe,  $\text{PbO}_2$ ,  $\text{Pb}$  und  $\text{PbSO}_4$  in dem einen Accumulator wird mithin durch die Bildung einer gleichen Menge derselben Stoffe in dem anderen Accumulator vollkommen gedeckt und es bleibt als stromliefernder Process gleichsam nur die Ueberführung von  $\text{H}_2\text{SO}_4$  von I nach II und von  $\text{H}_2\text{O}$  von II nach I. Bei einer Entnahme von 96 540 Coulomb, welche der Zersetzung von 1 g.-Aeq. entspricht, beträgt die Aenderung an freier Energie:

$$F = \Delta E \text{ 96 540 Voltcoulomb,}$$

wenn wir mit  $\Delta E$  die Differenz der electromotorischen Kräfte von I und II bezeichnen.

Die Berechnung von  $F$  können wir noch auf zwei anderen, voneinander unabhängigen Wegen durchführen, einmal durch Benutzung der Wärmetönung, welche den Schwefelsäure- und Wassertransport begleitet, und des Temperaturcoefficienten von  $\Delta E$  und zweitens auf dem Wege der isothermen Destillation, indem wir die Rechnungen, welche Helmholtz für die Abhängigkeit der electromotorischen Kraft des Calomelementes von der Concentration seiner Lösungen entwickelt hat, auf den Accumulator in Anwendung bringen. Bei der Wichtigkeit, welche diese Berechnungen für die Accumulatortheorie besitzen, wird es sich empfehlen, beide Wege zu verfolgen.

Die Verdünnungswärme der Schwefelsäure ist von J. Thomson gemessen worden, aus der von ihm gegebenen empirischen Formel folgt, dass die Wärmeentwicklung beim Vermischen von  $a$  g-Mol.  $\text{H}_2\text{SO}_4$  mit  $b$  g-Mol.  $\text{H}_2\text{O}$  gegeben ist durch

$$W = \frac{a \cdot b}{b + 1,798 a} 17\,860 \text{ cal.}$$

Die einen Schwefelsäuretransport von Accumulator I nach II begleitende Wärmeentwicklung ist offenbar gegeben

durch die Differenz der Beimischungswärme von Schwefelsäure zu Lösung in I und Lösung in II und die einer Wasserüberführung entsprechende Wärmetönung durch die Differenz der Beimischungswärme von Wasser zu Lösung in I und Lösung in II.

Die Beimischungswärme von 1  $\text{H}_2\text{SO}_4$  bez. 1  $\text{H}_2\text{O}$  zu einer grossen Menge einer Schwefelsäurelösung von  $a$  g-Mol.  $\text{H}_2\text{SO}_4$  und  $b$  g-Mol.  $\text{H}_2\text{O}$  ist gegeben durch die partiellen Differentialquotienten von  $W$  nach  $a$  bez. nach  $b$ . Bezeichnen wir erstere mit  $Q$ , letztere mit  $Q'$ , so ist:

$$Q = \frac{\partial W}{\partial a} = \frac{17860 b^2}{(b + 1,798 a)^2} \text{ Cal.},$$

$$Q' = \frac{\partial W}{\partial b} = \frac{1,798 a^2}{(b + 1,798 a)^2} 17860 \text{ Cal.}$$

Die dem stromliefernden Process in unserem System von zwei gegeneinander geschalteten Accumulatoren entsprechende Aenderung der Gesamtenergie (Wärmetönung)  $U$  ist also:

$$U = Q_{II} - Q_I + Q'_I - Q'_{II}.$$

Nun besteht nach dem zweiten Hauptsatz der Wärmetheorie in Helmholtz'scher Form zwischen der Aenderung der freien Energie  $F$ , ihrem Temperaturcoefficienten  $\partial F / \partial T$  und der Wärmetönung  $U$  eines Processes bekanntlich die Beziehung:

$$F = U + T \frac{\partial F}{\partial T}.$$

Beachtet man, dass:

$$F = 96\,540 \Delta E \text{ Voltcoulomb}$$

und 1 Voltcoulomb äquivalent 0,239 g-cal. ist, so wird

$$(2) \quad \Delta E = \frac{U}{23\,073} + T \frac{\partial \Delta E}{\partial T}.$$

Da der Temperaturcoefficient des Accumulators mit seiner Abhängigkeit von der Säureconcentration von Streintz gemessen ist, so haben wir alle Daten zur Berechnung von  $\Delta E$ .

Wie erwähnt, können wir die Berechnung von  $\Delta E$  noch auf einem zweiten von obigem unabhängigen Wege durchführen. Die Arbeit, welche die Ueberführung von 1  $\text{H}_2\text{SO}_4$  von I nach II zu leisten vermag, ist gegeben durch die Differenz der Beimischungsarbeit von 1  $\text{H}_2\text{SO}_4$  zu II und derjenigen

zu I. Zur Berechnung der Beimischungsarbeit denken wir uns die Beimischung in der Art ausgeführt, dass wir zunächst zu 1 g-Mol.  $H_2SO_4$  aus dem Accumulator soviel Wasser isotherm hinüber destilliren, dass die Schwefelsäure auf gleiche Concentration mit der Accumulatorsäure gebracht ist; die so verdünnte Säure können wir dann ohne Arbeitsaufwand oder Arbeitsgewinn dem Accumulator beimengen. Sind in der Accumulatorsäure auf 1 g-Mol. Schwefelsäure  $n = 18(b/a)$  g Wasser enthalten, so haben wir  $n$  g Wasser zu destilliren. Bezeichnen wir die constante Wasserdampfspannung der Accumulatorsäure mit  $p_1$  bez.  $p_2$ , den variablen Druck über dem g-Mol. Säure mit  $p$ , so ist die Destillationsarbeit pro 1 g Wasser bekanntlich

$$\frac{RT}{18} \ln \frac{p_1}{p} \quad \text{bez.} \quad \frac{RT}{18} \ln \frac{p_2}{p},$$

worin  $R$  die auf 1 g-Mol. bezogene Gasconstante bedeutet. Bei Destillation von  $n_1$  g Wasser gewinnen wir daher eine Arbeit von

$$A_I = \frac{RT}{18} \int_0^{n_1} \ln \frac{p_1}{p} dn \quad \text{bez.} \quad A_{II} = \frac{RT}{18} \int_0^{n_2} \ln \frac{p_2}{p} dn.$$

Die mit der Ueberführung von 1 g-Mol.  $H_2SO_4$  von I nach II verbundene Arbeitsleistung ist daher

$$\begin{aligned} A_{II} - A_I &= \frac{RT}{18} \int_0^{n_2} \ln \frac{p_2}{p} dn - \frac{RT}{18} \int_0^{n_1} \ln \frac{p_1}{p} dn \\ &= \frac{RT}{18} \left( n_2 \ln p_2 - n_1 \ln p_1 - \int_{n_1}^{n_2} \ln p dn \right). \end{aligned}$$

Die Wasserüberführung von Accumulator II nach Accumulator I vermag eine Arbeit zu leisten, welche gleich der Destillationsarbeit von 1 g-Mol. Wasser von II nach I, also gleich

$$\frac{RT \ln \frac{p_2}{p_1}}{18}$$

ist. Drücken wir die Gasconstante  $R$  in electrischem Energie-maass aus, setzen wir also

$$\frac{R}{96540 \text{ Coulomb}} = 0,860 \cdot 10^{-4} \text{ Volt},$$



so haben wir zur Berechnung von  $\Delta E$  die Gleichung

$$\Delta E = \frac{0,860 \cdot 10^{-4}}{18} T \left( n_2 \ln p_2 + 18 \ln \frac{p_2}{p_1} - n_1 \ln p_1 - \int_{n_1}^{n_2} \ln p \, dn \right)$$

oder bei Verwendung Brigg'scher Logarithmen

$$(3) \quad \left\{ \begin{aligned} \Delta E &= 0,110 \cdot 10^{-4} T \left( n_2 \log p_2 + 18 \log \frac{p_2}{p_1} \right. \\ &\quad \left. - n_1 \log p_1 - \int_{n_1}^{n_2} \log p \, dn \right). \end{aligned} \right.$$

Da wir nun dank der Bemühungen von Dieterici<sup>1)</sup> in dem Besitz äusserst exacter Dampfspannungsmessungen von Schwefelsäurelösungen sind, so haben wir auch in diesem Fall alle Daten zur Berechnung von  $\Delta E$ .

Um die beiden für  $\Delta E$  gewonnenen Formeln an der Erfahrung zu prüfen, habe ich eine aus zwei formirten rechteckigen Bleiplatten bestehende Plantézelle in schmelzendes Eis gesetzt, mit verschiedenen Schwefelsäurelösungen gefüllt und sodann die zugehörigen electromotorischen Kräfte gemessen. Die Zelle wurde vor jeder Messung stark überladen und dann mit angeschaltetem Voltmeter solange stehen gelassen, bis die Gaspolarisation verschwunden war und das Instrument seine Einstellung nicht mehr veränderte, was bei der dünnen activen Schicht schon nach etwa einer halben Stunde eintrat. Die Resultate enthält folgende Tab. I. Die Werthe der Wasserdampfspannungen  $p$  sind den ebenfalls bei 0° C. vorgenommenen Messungen von Dieterici entnommen.

Die berechneten Werthe der electromotorischen Kraft wurden dadurch erhalten, dass mittels der Formeln (2) und (3) die Differenzen von  $E$  gegen den Werth von III (2,05 Volt) berechnet und dann zu diesem hinzugefügt wurden.

Um Formel (2) und (3) auch an einem technischen Accumulator zu prüfen, habe ich den an Tudoraccumulatoren vorgenommenen Messungen von Heim<sup>2)</sup> und Streintz<sup>3)</sup>, soweit es die Angaben über Temperatur, Temperaturcoefficient etc.

1) Dieterici, Wied. Ann. 50. p. 61. 1893.

2) Heim, Electrotechn. Zeitschr. 10. p. 88. 1889.

3) Streintz, Wied. Ann. 46. p. 454. 1892.

erlaubten, die gleichen Differenzen entnommen und die mittels dieser erhaltenen Werthe von  $E$  in die Tabelle eingefügt.

Tabelle I.

Nr.	Säure- dichte	‰ $H_2SO_4$	$n$	Dampf- druck $p$ mm Hg	Electromotorische Kraft $E$ Volt				
					berechnet		gemessen		
					aus $U$	aus $p$	Ver- fasser	Heim	Streintz
I	1,496	53,37	69,88	0,796	2,23	2,27	2,29	—	—
II	1,415	50,73	95,16	1,488	2,16	2,18	2,18	—	2,20
III	1,279	35,82	175,58	2,900	2,05	2,05	2,05	—	—
IV	1,140	19,07	415,8	4,150	1,94	1,93	1,94	1,93	1,92
V	1,028	3,91	2408,4	4,574	1,83	1,83	1,82	—	1,82

Wie die Zahlen beweisen, ist die Uebereinstimmung zwischen Rechnung und Messung vorzüglich. Die berechneten Werthe sind zum Theil ein wenig kleiner als die beobachteten, was sich leicht dadurch erklärt, dass bei der Berechnung der Aenderung von  $p$  und  $U$  durch das gelöste Bleisulfat nicht Rechnung getragen wurde. Die Verminderung der Dampfspannung durch das Bleisulfat ist bei verdünnten Säuren verschwindend klein, bei concentrirteren dagegen beträchtlich, was daraus zu ersehen ist, dass gemäss obigen  $p$ -Werthen die Dampfspannung einer 50 proc. Säure bei Erhöhung der Concentration um nur 8 Proc. bereits auf den halben Werth herabsinkt. Die aus  $U$  berechneten Werthe sind natürlich ungenauer, da sie aus einer, sich nur unvollkommen der Wirklichkeit anschmiegenden Formel abgeleitet sind. Der Werth des Gliedes  $T(\partial \Delta E / \partial T)$  in Formel (2) ist den Messungen der Temperaturcoefficienten von Streintz<sup>1)</sup> entnommen, was mit genügender Genauigkeit geschehen konnte, da der Werth dieses Gliedes in Maximo nur 0,02 Volt betrug. Der geringe Temperaturcoefficient unseres Systemes steht übrigens in bester Uebereinstimmung mit der von Nernst<sup>2)</sup> bewiesenen Thatsache, dass die Aenderung der freien Energie beim Vermischen von Schwefelsäurelösungen nahe mit der Aenderung der Ge-

1) Streintz, l. c. p. 459.

2) Nernst, Wied. Ann. 53. p. 57. 1894.

sammtenenergie (Wärmetönung) dieses Processes zusammenfällt. Die in Tab. II angegebenen Messungen von Heim und Streintz beweisen, dass die Formeln (2) und (3) auch für die in der Technik gebräuchlichen Formen des Accumulators Gültigkeit besitzen.

Die Thatsache, dass die obigen auf zwei voneinander unabhängigen Wegen durchgeführten Rechnungen in so guter Uebereinstimmung mit der Erfahrung stehen, beweist im Verein mit dem erwähnten Resultat der thermochemischen Untersuchung von Streintz wohl auf das Bestimmteste, dass der stromliefernde Process im Accumulator nur der durch Gleichung (1) dargestellte und kein anderer sein kann, reversibel entstehende und vergehende Zwischenproducte natürlich nicht ausgeschlossen.

Die Bildung bez. Zersetzung von  $\text{PbO}_2$ ,  $\text{Pb}$  und  $\text{PbSO}_4$  kann nur ein primärer und nicht ein mit Verlust von freier Energie verbundener secundärer Vorgang sein, wie es die Theorien von Elbs<sup>1)</sup> und Darriens durch die Annahme primärer Bildung und secundären Zerfalles von Bleidisulfat bez. von Ueberschwefelsäure fordern. Von den bestehenden neueren Theorien des Accumulators sind daher nur die von Liebenow<sup>2)</sup> und Le Blanc<sup>3)</sup> gegebenen im Einklang mit den Forderungen der Thermodynamik und können daher allein aufrecht erhalten werden.

Für die praktische Accumulatorenconstruction geben obige Rechnungen einen wichtigen Wink zur Erzielung einer höheren electromotorischen Kraft. Ein jeder Zusatz zur Accumulator-säure, welcher die Wasserdampfspannung derselben erniedrigt und nicht störend in den electrolytischen Process eingreift, muss die electromotorische Kraft erhöhen. Allerdings scheint es schwierig zu sein, einen indifferenten Stoff zu finden, welcher längere Zeit der oxydirenden Wirkung des  $\text{PbO}_2$  und der reducirenden des Bleischwammes Stand hält; auch darf der Zusatz die Leitfähigkeit nicht merklich beeinflussen, da sonst der Nutzeffect, wie sich unten zeigen wird, erheblich fallen muss. Es sei noch erwähnt, dass gemäss obigen Rechnungen

1) Vgl. eine Bemerk. von W. Nernst, Zeitschr. f. Electrochem. 3. p. 78.

2) Liebenow, Zeitschr. f. Electrochemie.

3) Le Blanc, Lehrbuch der Electrochemie.

und Messungen der Bleiaccumulator einen äusserst bequemen Apparat darstellt zur Bestimmung der Aenderung der freien Energie beim Vermischen von Schwefelsäurelösungen und dass daher die Tabellen über die Abhängigkeit der electromotorischen Kraft mit der Säureconcentration zugleich als Tabellen für die mit einer Concentrationsänderung einer Schwefelsäurelösung verbundene Aenderung der freien Energie zu betrachten sind.

### 3. Electromotorische Kraft des Accumulators bei Ladung und Entladung.

Bekanntlich ist die electromotorische Kraft des Accumulators bei der Ladung um einige Zehntel Volt höher als bei der Entladung, wodurch ein erheblicher Energieverlust verursacht wird. Diese Thatsache scheint auf den ersten Blick mit unserer Reactionsgleichung und den obigen Rechnungen im Widerspruch zu stehen, sie ist wohl die Hauptursache gewesen, dass man den Process im Accumulator als einen theilweise irreversibeln darzustellen versuchte. Diese Schwierigkeit schwindet jedoch leicht, wenn man nicht nur den chemischen Process, sondern auch die mechanische Construction der Electrodenplatten in Betracht zieht. An beiden Polen ist die wirksame Substanz als poröse, schwammige Masse zugegen. Die bei der Ladung an beiden Polen frei werdende Schwefelsäure kann daher nur langsam nach aussen treten, sodass die Concentration der Säure in der Electrodensubstanz ansteigen muss. Bekanntlich sieht man ja auch bei der Ladung eines Accumulators Schlieren von dichter Säure an den Electrodenplatten herabfliessen. Umgekehrt wird bei der Entladung die Concentration der Säure in der Electrodenmasse fallen. Da nun durch die obigen Messungen und Rechnungen bewiesen ist, dass die electromotorische Kraft mit der Säureconcentration stark ansteigt, so wird es begreiflich, dass die Ladungsspannung um einige Zehntel Volt höher liegt als die Entladungsspannung.

Die Frage, ob das Ansteigen der Spannung bei der Ladung durch einen mit höherer Zersetzungsspannung verlaufenden Process oder durch ein in den Platten sich ausbildendes Concentrationsgefälle bedingt ist, kann man natürlich auch leicht

dadurch entscheiden, dass man schnell von Ladung zur Entladung übergeht und die Spannungscurve aufnimmt. Im ersteren Falle müsste sich die Spannung mit dem Stromwechsel sprunghaft ändern, im zweiten Falle wird hierzu jedoch eine gewisse Zeit und Strommenge erforderlich sein, da das vorhandene Konzentrationsgefälle sich erst ausgleichen und ein entgegengesetztes sich ausbilden muss. Ein diesbezüglicher, an einem kleinen Accumulator vorgenommener Versuch ist in Fig. 1 wiedergegeben.

Die Ladungen und Entladungen geschahen im halb entladenen Zustande des Accumulators und wurden mit constanter (normaler) Stromstärke von 2 Amp. ausgeführt. Die Zeit ist als Abscisse und die Spannung als Ordinate aufgetragen nach Abzug des durch den inneren Widerstand verursachten

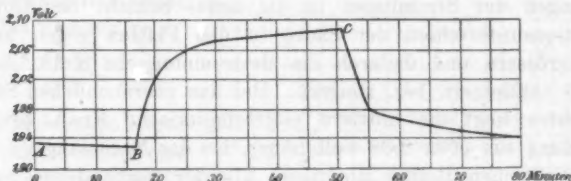


Fig. 1.

Spannungsverlustes von 0,05 Volt, einem Widerstande von 0,025  $\Omega$  entsprechend.<sup>1)</sup>

AB stellt das mittlere Stück einer normalen Entladungscurve dar. Bei B wurde die Stromrichtung im Accumulator durch eine Wippe schnell gewechselt. Wie die Fig. 1 zeigt, stieg die Gegenspannung des Accumulators nicht plötzlich, sondern allmählich nach Durchgang von etwa 10 Amp.-Min. auf den der Ladung zukommenden Werth. Bei C wurde die Wippe wieder auf Entladung umgelegt, wodurch die Spannung allmählich nach Durchgang einer etwa gleichen Electricitätsmenge wie oben auf den geringeren Entladungsbetrag herabsank. Ausser diesen Curven spricht für die Annahme einer

1) Nach den Messungen von Haagen (Zeitschr. f. Electrochem. 1897) beträgt der Widerstand eines etwa gleichen und mit gleicher Säure gefüllten Accumulators 0,013  $\Omega$ , dieser Beweis ist daher nur für  $\frac{1}{10}$  des ganzen Spannungsunterschiedes als streng zu betrachten.

Concentrationskraft und gegen einen veränderten electrolytischen Process die bekannte Thatsache, dass der Unterschied zwischen Lade- und Entladespannung mit zunehmender Stromstärke ansteigt und bei abnehmender Stromstärke mit dieser zugleich gegen Null convergirt.

Sehr einfach erklärt bekanntlich auch die Veränderung der Säureconcentration in den Electroden den allmählichen Abfall der Entladespannung von ca. 1,95 auf 1,80 Volt und das Ansteigen der Ladespannung von 2,15 auf ca. 2,25 Volt. Beides wird, wenn man von dem Spannungsverlust durch den inneren Widerstand absieht, durch zwei Ursachen herbeigeführt. Erstens bewirkt die Aenderung der Dichte der gesammten Säure ein Sinken oder Steigen der Spannung entsprechend den Angaben von Tab. I, und zweitens muss das tiefere Eindringen der Stromlinien in die active Schicht den Concentrationsunterschied der Säure in den Platten gegen aussen vergrössern und dadurch die electromotorische Kraft allmählich verkleinern bez. steigern. Bei den gebräuchlichen Stromdichten liegt die mittlere electromotorische Kraft bei der Ladung um etwa 0,08 Volt höher, bei der Entladung um etwa den gleichen Betrag niedriger, als der vorhandenen Säuredichte entspricht; nach Tab. I ist daher die Concentration der Säure in der Electrodensubstanz bei der Ladung um ca. 10 Proc.  $H_2SO_4$  höher und bei der Entladung um etwa gleich viel niedriger als ausserhalb. Zur Erklärung der höheren Ladespannung braucht man also durchaus keine besonders hohen Concentrationsänderungen in den Platten anzunehmen.

#### 4. Innerer Widerstand.

Sind während Ladung und Entladung verschieden concentrirte Säuren in den Platten, so muss sich auch der innere Widerstand dementsprechend verhalten, und zwar muss bei Verwendung der gebräuchlichen Säureconcentration von etwa 20 Proc.  $H_2SO_4$  der innere Widerstand bei der Ladung schneller abnehmen, bei der Entladung schneller zunehmen als es der Leitfähigkeitsänderung der äusseren Säure entspricht. Die Widerstandsänderungen des Accumulators bei Ladung und Entladung sind neuerdings von Haagn<sup>1)</sup> gemessen worden.

1) Haagn, Zeitschr. f. Electrochemie.

Haagen fand im hiesigen Institut, dass der innere Widerstand eines Telegraphenaccumulators nach Entnahme von 2,8 Amp.-Std. von 0,0095 auf 0,0132 Ohm gestiegen war. Nachträglich habe ich feststellen können, dass der betreffende Accumulator vor der Entladung mit 800 ccm einer Säure von 22,1 Proc.  $H_2SO_4$  (Dichte 1,160) gefüllt war. Da nun einer Entnahme von 2,8 Amp.-Std. ein Verbrauch von 10,2 g  $H_2SO_4$  entspricht, so muss der Säuregehalt bei der zweiten Messung 21,0 Proc. betragen haben. Das Verhältniss der Leitfähigkeiten der Accumulatorsäure bei der ersten und zweiten Messung ist nach den Messungen von F. Kohlrausch

$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{6360}{6228} = 1,02,$$

während sich das reciproke Widerstandsverhältniss, wie erwartet, beträchtlich höher ergibt, nämlich zu:

$$\frac{w_2}{w_1} = \frac{0,0132}{0,0095} = 1,39.$$

Diese Messungen zeigen also ganz deutlich eine Widerstandszunahme an den Electroden an.

Die Widerstandsabnahme ein den Platten

bei der Ladung prägt sich sehr deutlich in der Klemmenspannungscurve aus. Bei Schluss des Ladestromes wird sich in unmittelbarer Nähe der activen Masse schnell eine dünne Schicht concentrirterer Säure bilden; die electromotorische Kraft und mit ihr die Klemmenspannung steigt daher rapid an. Bald darauf füllen sich jedoch die ganzen Plattenporen mit concentrirterer Säure, der innere Widerstand sinkt und bewirkt dadurch wieder ein geringes Fallen der Klemmspannung, bis sich das Konzentrationsgefälle in den Plattenporen eingestellt hat. Fig. 2 giebt das Bild einer normalen Ladecurve<sup>1)</sup> wieder. Das durch die Widerstandsänderung in den Electroden verursachte Maximum ist bei *M* deutlich sichtbar.

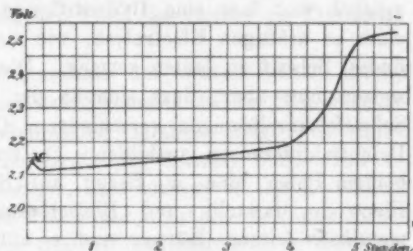


Fig. 2.

1) Heim's Werke: „Die Accumulatoren für stationäre Beleuchtungsanlagen“ entnommen.



## 5. Nutzeffect.

Der Energienutzeffect des Accumulators beträgt durchschnittlich 75—85 Proc., obgleich man bei der Entladung 94—97 Proc. der bei der Ladung aufgewandten Strommenge zurückerhält; der Energieverlust ist also grösstentheils durch den Unterschied zwischen Lade- und Entladespannung bedingt, durch das Konzentrationsgefälle in den Platten verursacht. Von welchen Umständen wird nun die Grösse dieses Energieverlustes abhängen? Um diese Frage zu entscheiden, müssen wir zunächst erörtern, wodurch der Konzentrationsausgleich in der activen Masse herbeigeführt wird.

Bisher hat man angenommen, dass dieser durch Diffusion geschehe, ohne sich darüber Rechenschaft zu geben, wie es möglich ist, dass eine Hydrodiffusion in engen Canälen mit einer so kräftigen Electrolyse, wie sie im Accumulator stattfindet, Schritt zu halten vermag. Die obigen Rechnungen beweisen nun aber, dass sich an der Berührungsstelle zweier Schwefelsäurelösungen verschiedener Concentration erhebliche Potentialdifferenzen ausbilden. Da nun die active Masse an beiden Polen eine in Bezug auf Schwefelsäure reversible Electrode darstellt und Bleischwamm und Bleisuperoxyd metallisch leitende Körper sind, so können diese Kräfte polarisationsfrei in die Platten eintreten.

Es müssen mithin in den Plattenporen kräftige Concentrationsströme verlaufen und diese electricen Strömungen sind es, welche vorzugsweise den Säuretransport innerhalb der activen Masse bewerkstelligen.<sup>1)</sup> Dass die Diffusion bei diesen Vorgängen nur eine untergeordnete Rolle spielt, beweist folgender einfacher Versuch. Ein U-Rohr wird mit Wasser gefüllt, welches durch Lackmus blau gefärbt ist. In den einen Schenkel wird hierauf ein gut ausgewässerter Streifen einer halb entladenen Accumulatorplatte eingehängt und sodann durch eine Pipette mässig verdünnte Schwefelsäure unter das Wasser geschichtet, sodass man in beiden Schenkeln des

1) Für den Konzentrationsausgleich ausserhalb der Platten wurde bereits von Schoop (Secundärelemente) die Wirkung von Concentrationsströmen angenommen, aber merkwürdigerweise für die Platten die Diffusion beibehalten.

U-Rohres scharfe, durch den Farbenunterschied deutlich sichtbare Grenzflächen zwischen Wasser und Säure erhält und der Accumulatorstreifen mit seinem unteren Ende in die Säure eintaucht. Nach kurzer Zeit beobachtet man, dass in dem einen Schenkel von der Accumulatorplatte ausgehend der Farbumschlag eintritt und sich allmählich durch die ganze Röhre verbreitet, noch ehe man in dem anderen Schenkel eine Verschiebung der Grenzschicht durch Diffusion wahrnimmt.

Es ist dieser Versuch ein Analogon zu demjenigen, welcher zur Entdeckung der Konzentrationsströme geführt hat und bekanntlich darin bestand, dass ein Zinnstab in zwei übereinander geschichtete Zinnsalzlösungen von verschiedener Concentration gestellt wurde, worauf sich an dem in der concentrirten Lösung befindlichen Theil des Stabes ein Zinnbaum bildete.

Der Säuretransport innerhalb der activen Schicht erfolgt mithin in der Art, dass bei Stromschluss die Säureconcentration in den Electrodenplatten solange steigt bez. sinkt, bis die electromotorische Kraft der localen Konzentrationsströme so weit gewachsen ist, dass letztere in der Zeiteinheit ebensoviel Säure in die Plattenporen hinein- bez. aus diesen herausschaffen, als durch den Accumulatorstrom in derselben Zeit verbraucht bez. gebildet wird. Einer jeden Ladungs- und Entladungsgeschwindigkeit wird ein bestimmtes Konzentrationsgefälle und daher auch ein besonderer Werth der electromotorischen Kraft entsprechen, wie die Erfahrung längst gelehrt hat. Ist die Annahme richtig, dass der Energieverlust im Accumulator hauptsächlich durch das Auftreten von Konzentrationsströmen in den Platten verursacht ist, so muss sich aus dieser auch der Einfluss der verschiedensten Bedingungen, wie Säureconcentration, Temperatur, Lade- und Entladestromstärke etc. auf den Energieverlust quantitativ ermitteln lassen.

Der Arbeitsbetrag, welcher zur Erzeugung und Erhaltung einer Konzentrationsdifferenz aufgebraucht wird, muss gleich der Arbeit sein, welche man bei dem Konzentrationsausgleich in maximo zu gewinnen vermag, da der Vorgang der Konzentrationsänderung isotherm und reversibel leitbar ist.

Der Energieverlust  $\varepsilon$  im Accumulator ist daher gleich der durch die Concentrationsströme erzeugten Wärmemenge zu setzen; mithin gleich:

$$\varepsilon = i^2 w t \text{ Voltcoulomb,}$$

wenn wir mit  $i$  die Summe der Stromstärken, mit  $w$  die Summe der Widerstände und mit  $t$  die Zeit in Secunden aller in den Platten verlaufenden Concentrationsströme bezeichnen. Der Widerstand  $w$  setzt sich zusammen aus dem Widerstand der Plattensubstanz und demjenigen der in den Poren enthaltenen Säure. Da nun ersterer gegen letzteren verschwindend klein ist, so können wir setzen:

$$w = \frac{\gamma}{k},$$

wenn  $\gamma$  die Widerstandscapacität der Plattenporen und  $k$  die mittlere Leitfähigkeit der Säure in der Electrodensubstanz bezeichnet. Es wird also

$$\varepsilon = \frac{\gamma i^2 t}{k} \text{ Voltcoulomb.}$$

Nun ist bei constanter Stärke des Accumulatorstromes auch die electromotorische Kraft constant, es muss daher auch das Concentrationsgefälle in den Platten einen constanten Werth besitzen; d. h. es wird durch die localen Concentrationsströme und Diffusion die Säure ebenso schnell ersetzt bez. fortgeschafft, wie sie durch den Accumulatorstrom verbraucht bez. gebildet wird. Da nun die Ausgleichgeschwindigkeit des Concentrationsgefälles proportional  $i$ , die Bildungsgeschwindigkeit aber proportional der Stärke des Accumulatorstromes  $J$  ist und für einen stationären Zustand erstere gleich der letzteren sein muss, so folgt, dass  $i^2$  proportional  $J^2$  ist. Stellt  $C$  den Proportionalitätsfactor dar, so wird der Energieverlust:

$$\varepsilon = C \frac{\gamma}{k} J^2 t \text{ Voltcoulomb.}$$

Diese Formel stellt die Abhängigkeit des Energieverlustes von dem mechanischen Bau der Platten (durch  $\gamma$ ), von der Leitfähigkeit der Plattensäure, von der Stromstärke und der Zeit dar.

Da die Säure in den Platten bei der Ladung concentrirter, bei der Entladung verdünnter ist als aussen, so würde

bei der Ladung  $\epsilon$  ein Minimum erreichen bei Verwendung von Accumulatorsäure, welche etwas verdünnter ist als diejenige von maximaler Leitfähigkeit, bei der Entladung dagegen bei Anwendung von Säure, welche concentrirter ist als letztere. Bei annähernd gleicher Lade- und Entladestromstärke arbeitet der Accumulator daher mit maximalem Nutzeffect, wenn er mit Säure von maximaler Leitfähigkeit, d. h. mit Säure von 30,4 Proc.  $\text{H}_2\text{SO}_4$  und der Dichte 1,224 gefüllt ist. Thatsächlich haben die neuesten Untersuchungen von Earle<sup>1)</sup> bei einem Accumulator von 0,6 cm dicken Platten ein ausgeprägtes Maximum bei einer Säure von 30,8 Proc.  $\text{H}_2\text{SO}_4$  (Dichte 1,23) ergeben, bei einem Accumulator von 1 cm dicken Platten war das Maximum abgeflacht und lag zwischen 29,2 und 39,5 Proc.  $\text{H}_2\text{SO}_4$  (Dichte 1,20 und 1,30). Diese Messungen bestätigen also unsere Formel für den Energieverlust auf das Vortrefflichste. In seiner bekannten Accumulatoruntersuchung hat dagegen Heim<sup>2)</sup> das Maximum des Nutzeffectes schon bei einer Säure von 22 Proc.  $\text{H}_2\text{SO}_4$ , gemessen im geladenen Zustand, gefunden, doch ist diese Verschiebung des Maximums nach der geringeren Concentration leicht durch den Umstand zu erklären, dass Heim die Entladungen erst 15 bis 18 Stunden nach beendigter Ladung vornahm. Bei einer Säure von über 20 Proc.  $\text{H}_2\text{SO}_4$  nimmt aber nach den Beobachtungen von Heim der Entladungsbetrag mit der Zeit zwischen Ende der Ladung und Anfang der Entladung, wahrscheinlich durch Bildung weissen Sulfates, merklich ab, und zwar um so mehr, je concentrirter die Säure ist. Sehr einfach findet auch das rasche Abfallen des Nutzeffectes mit der Temperatur oder durch Zusatz schlecht leitender Stoffe zur Säure, wie gelatinöser Kieselsäure u. dgl., durch die Abnahme der Leitfähigkeit & seine Erklärung. Die an verschiedenen Accumulatorentypen vorgenommenen Messungen haben z. B. ergeben, dass die Leitfähigkeit der Accumulatorsäure durch Gelatiniren mit Kieselsäure auf etwa die Hälfte ihres Werthes herabsinkt. Nach unserer Formel müsste sich daher der Energieverlust bei einem Accumulator mit gelatinirter Säure doppelt so gross ergeben,

1) Vgl. Schoop, Zeitschr. f. Elektrochem. 2. p. 502. 1896.

2) l. c. p. 88.

wie bei einem Accumulator mit reiner Säure. Nach den in Schoop's Werk „Die Secundärelemente“ mitgetheilten Messungen des Verfassers betrug die Differenz zwischen Lade- und Entladearbeit eines Oerlikonaccumulators, wenn er mit reiner Säure gefüllt war, 51,04 Wattstunden, bei Verwendung gelatinirter Säure jedoch 101,5 Wattstunden, also fast genau doppelt so viel. Aus den Messungen berechnet sich der Werth von  $J^2 t$  im ersten Fall zu 4134, im zweiten zu 4017. Nach obiger Formel müsste daher der Energieverlust des Accumulators mit gelatinirter Säure  $2 \cdot 4017 / 4134 = 1,95$  mal grösser sein als mit reiner Säure, während ihn die Messung als 1,98 mal grösser ergeben hat.

Um einen exacten Ausdruck für die Abhängigkeit des Energieverlustes  $\epsilon$  von der Stärke des Accumulatorstromes zu gewinnen, müsste man zuvor  $k$  als Function des Concentrationsgefälles darstellen, was möglich erscheint, da das letztere im Mittel linear abfallen muss. Die Aenderung des Concentrationsgefälles mit der Stromstärke  $J$  liesse sich aus der Aenderung der electromotorischen Kraft mit der Stromstärke und dem Säuregehalt ableiten. Man würde so einen Ausdruck für die Abhängigkeit der Leitfähigkeit  $k$  von der Stromstärke  $J$  erhalten. Auch liesse sich die Aenderung von  $\gamma/k$  mit  $J$  direct durch Messung des inneren Widerstandes bei Stromdurchgang nach der Nernst-Haagn'schen Methode bestimmen. Eine Aufstellung einer derartigen complicirten Formel hat jedoch vorläufig keinen Werth, da es noch an hinreichend exacten Messungen der Abhängigkeit des Nutzeffectes von der Stromstärke fehlt, um eine solche Formel prüfen zu können.

Bei gleicher Lade- und Entladestromstärke wird jedoch der Mittelwerth  $k$  in roher Annäherung als von  $J$  unabhängig angesehen werden können, da die Säureconcentration in den Electroden bei der Ladung um annähernd ebensoviel über derjenigen der Accumulatorsäure liegt, als sie bei der Entladung darunter liegt.

Setzt man für  $C(\gamma/k)$  eine einzige Constante  $K$  ein, so wird:

$$\epsilon = K J^2 t$$

und bei veränderlicher Stromstärke natürlich

$$(4) \quad \epsilon = K \int J^2 dt.$$

Wählt man die Constante so, dass der ebenfalls  $\int J^2 dt$  proportionale Energieverlust durch die Joule'sche Wärme mit einbegriffen ist, so giebt obige Formel den gesammten im Accumulator auftretenden Energieverlust mit alleiniger Ausnahme der sehr geringen durch Selbstentladung und Gasentwicklung verursachten Verluste.

Leider liegen zur Zeit nur sehr wenige Messungen über die Abhängigkeit des Nutzeffectes von der Stromstärke vor, bei denen Lade- und Entladestromstärke ungefähr gleich gross sind; auch ist fast niemals für Constanthaltung der äusseren Bedingungen, wie Temperatur und dgl. Sorge getragen. Es ist daher nur eine rohe Prüfung obiger Formel möglich.

Tabelle II enthält Messungen an einer Tudorbatterie und einer Corrensbatte<sup>1)</sup>rie. Erstere sind von Berner, Conz, Peukert und Voller, letztere von Germershausen, Heim, W. Kohlrausch und Seifert ausgeführt. Column 5 enthält die mittels obiger Formel aus dem Energieverlust abgeleiteten Werthe von  $K$ . Zur Berechnung wurden drei aufeinander folgende Messungen verwandt, bei denen  $J$  nicht allzu verschieden war. Der Werth von  $K$  ist bei beiden Batterien so constant, als man es von einer derartigen technischen Messung nur erwarten kann, obgleich  $J^2$  um das Vierfache variirt. Die stärkere Abweichung des zweiten Werthes der Corrensbatte<sup>1)</sup>rie ist wohl durch irgend eine Störung bei der Messung zu erklären, wie auch der abnorm hohe Nutzeffect von 91 Proc. beweist.

Das deutlich ausgeprägte Fallen von  $K$  mit zunehmender Stromstärke ist wohl durch die vermehrte Wärmeentwicklung und die dadurch erhöhte Leitfähigkeit  $\lambda$  verursacht. Um einen Anhalt zu geben, wie weit eine solche Constante die Aenderung des Nutzeffectes mit der Stromstärke zu ermitteln erlaubt, sind in der letzten Column der Tabelle II die aus dem Mittelwerth von  $K$  (für Tudorbatterie 0,0017, für Corrensbatte<sup>1)</sup>rie 0,00085) und der Ladungsarbeit berechneten Nutzeffecte der Entladung neben die gemessenen gestellt. Sollte Formel (4) auch einer genaueren Prüfung Stand halten, so wird es in Zukunft bei einer Accumulatoruntersuchung nicht

1) Vgl. Schoop, Secundär-Elemente.

mehr nöthig sein, den Nutzeffect bei verschiedenen Stromstärken zu messen; eine einzige Messung bei einer beliebigen Stromstärke wird genügen, um durch den Werth von  $K$  die Rentabilität des Arbeitens des Accumulators vollkommen und klar zu charakterisiren.

Tabelle II.

	Versuchsdauer in Stunden	Stromstärke im Mittel Amperes	Watt-Stunden	$K$	Arbeitsnutz- effect der Entladung			
					ge- messen	be- rechn.		
Ldg.	5,4	134,3	1670	}	0,0019	0,76	0,79	} Tudorbatterie
Entldg.	4,5	152,7	1320					
Ldg.	5,5	139,6	1800					
Ldg.	4,37	175	1830	}	0,0017	0,75	0,75	
Entldg.	3,45	195	1280					
Ldg.	3,83	179,3	1600					
Entldg.	2,0	311	1130	}	0,0015	0,65	0,61	
Ldg.	2,38	292	1720					
Entldg.	2,0	302	1110					
Ldg.	6,30	157	2170	}	0,0009	0,87	0,88	} Corrensbatterie
Entldg.	6,03	154,7	1850					
Ldg.	6,00	155	2060					
Ldg.	4,78	178,8	1910	}	0,0005	0,91	0,86	
Entldg.	4,60	196,7	1780					
Ldg.	4,90	183,4	1990					
Ldg.	2,63	309	1570	}	0,0008	0,78	0,77	
Entldg.	2,70	316,5	1950					
Ldg.	2,43	318,0	1500					

Es sei noch hervorgehoben, dass die Bestätigung der Formel für  $\epsilon$  kein Beweis für die Richtigkeit der Anschauung ist, aus welcher sie abgeleitet wurde und daher die Gültigkeit derselben auch nicht von letzterer abhängig ist. Bei allen galvanischen Combinationen, bei denen das Auftreten von Concentrationsströmen nicht möglich ist und der Ausgleich der Concentrationen der activen Stoffe sich lediglich



durch Diffusion vollzieht, muss der Energieverlust ebenfalls obiger Formel für  $s$  genügen. Die durch die Diffusion bewirkte Aenderung der freien Energie ist eben gleich der Arbeit, welche man bei dem Ausgleich der Concentrationen durch electriche Strömungen in maximo zu gewinnen vermag und daher auch durch Formel (4) darstellbar. Die Formel trägt daher auch dem durch Diffusion und Convection der Säure verursachten Energieverlust im Accumulator ebenfalls Rechnung.

#### 6. Capacität.

Unter Capacität eines Accumulators versteht man die Strommenge, welche man demselben entnehmen kann, bis die Spannung schnell abzufallen beginnt, was nach etwa 10 Proc. allmählichem Spannungsabfall einzutreten pflegt. Die sich aus dem Gewicht der activen Masse durch das Faraday'sche Gesetz ergebende totale Capacität ist mehrmals grösser, als die gemäss obiger Definition praktisch verwertbare. Der rapide Abfall der electromotorischen Kraft wird daher nicht durch einen Mangel an activer Masse, sondern dadurch verursacht sein, dass der Säuretransport durch die localen Concentrationsströme nicht mehr mit der Electrolyse Schritt zu halten vermag. Die Ansicht, dass die geringe Capacität durch einen Mangel an Säure herbeigeführt wird, ist schon mehrfach, besonders präcis jedoch von Schoop in seinem bekannten Werk: „Die Secundär-Elemente“ entwickelt worden.

Alle oben erörterten Umstände, welche vorthellhaft für den Nutzeffect waren, müssen daher auch die Capacität vergrössern. Das Maximum der Capacität fällt mit demjenigen des Nutzeffectes fast genau zusammen, Gelatiniren der Säure und Erniedrigen der Temperatur bewirken ebenfalls eine starke Verminderung der Capacität. Dass es sich hier nur um einen Säuremangel handelt, beweist vortrefflich folgender von Liebenow angestellter und auf der vorjährigen Versammlung der Deutschen Electrotechnischen Gesellschaft erwähnter Versuch. Durch die Güte des Autors bin ich in den Stand gesetzt, genaueres darüber mittheilen zu können. Liebenow löthete in einen Bleikasten  $K$  (Fig. 3) eine negative Accumulatorplatte  $P$  (Gitterplatte) als Fenster dichtschiessend ein. In den Kasten wurde hierauf eine Superoxydplatte  $P_1$  eingehängt,

sodann der erstere in einen grösseren Behälter gestellt und in beide Gefässe gleich hoch Säure eingefüllt. Die Platte wurde nun mit constantem Strom von 8 Amp. entladen und ihre Capacität durch Messung der Potentialdifferenz gegen Zink ermittelt. Es ergab sich eine Capacität von 14,4 Amp.-Std. Nach erneuter Ladung wurde nun bei der zweiten Entladung das Niveau der Säure im Kasten *K* beträchtlich höher gehalten, sodass dauernd Säure durch die Platte hindurch gepresst wurde. Die Capacität war jetzt 41,6 Amp.-Std., also fast dreimal so gross.

Auch die interessanten, an gleicher Stelle vorgenommenen Rechnungen von Liebenow<sup>1)</sup> über die Abhängigkeit der Capacität von der Stromstärke zeigen ganz deutlich, dass es sich hier um einen Verzögerungsvorgang handelt. Liebenow hat hierbei die Frage nach der Ursache dieser Erscheinung offen gelassen, da die Anwendung der Diffusionsgesetze nicht zu einem richtigen Resultat führte. Setzt man als wirkende Ursache der Verzögerung das Auftreten von Konzentrationsströmen ein, so ändert sich dadurch nichts an den Rechnungen und es wird hierdurch vielleicht die noch vor-

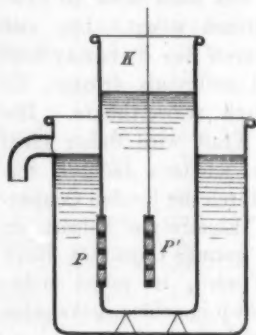


Fig. 8.

handene Lücke ausgefüllt. Durch obige Formel für  $s$  erklärt sich auch in einfachster Weise die Beobachtung von Heim<sup>2)</sup>, dass der Entladungsbetrag eines Accumulators ansteigt, wenn man vor der Entladung den Säuregehalt von 9,6 Proc. auf 22 Proc. erhöht.

Es sei noch besonders darauf hingewiesen, dass die Eigenschaft des Bleischwammes und des Bleisuperoxydes relativ gut metallisch zu leiten es ist, welche den Verlauf der lokalen Konzentrationsströme ermöglicht und daher gestattet, den Accumulator mit hohen Stromdichten zu beanspruchen. In

1) Ztschr. f. Electrochem.

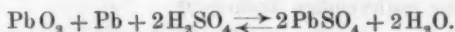
2) l. c.

der That vertragen von den galvanischen Elementen, welche mit festen, schwer löslichen Depolarisatoren arbeiten, nur diejenigen eine starke Stromentnahme, bei welchen diese Depolarisatoren metallisch leitende Körper sind. Das mit leitendem Kupferoxyd bez. Mangansuperoxyd construirte Cupron- und Leclanchéelement kann daher mit einer weit höheren Stromdichte beansprucht werden, ohne zu polarisiren, als die mit nichtleitenden Quecksilbersalzen aufgebauten Elemente (Clark-, Calomelement), obgleich Mercurosulfat und Mercurochlorid wohl beträchtlich löslicher sind als Mangansuperoxyd und Kupferoxyd. Bei der Construction eines jeden, technisch brauchbaren Elementes, welches feste, schwer lösliche active Stoffe enthält, ist daher für metallische Leitfähigkeit der letzteren nothwendig zu sorgen.

#### 7. Resultate.

Die Resultate vorstehender Untersuchung lassen sich kurz folgendermaassen zusammenfassen:

1. Der stromliefernde Process im Bleiaccumulator ist ein vollkommen reversibler und darstellbar durch die Gleichung:



2. Die Abhängigkeit der electromotorischen Kraft von der Säureconcentration fällt vollkommen zusammen mit der Aenderung der freien Energie, mit welcher die Concentrationsänderung der Säure verbunden ist. Der Bleiaccumulator stellt daher einen äusserst bequemen Apparat dar zur Bestimmung der Aenderung der freien Energie beim Vermischen von Schwefelsäurelösungen. Tabelle I enthält zugleich eine umfangreiche Bestätigung der Helmholtz'schen Theorie der Concentrationsströme.

3. Aus 1. und 2. folgt, dass von den neueren speciellen Theorien des Accumulators nur die Theorie von Liebenow der Superoxydionen und diejenige von Le Blanc mit der Thermodynamik im Einklang steht und daher allein haltbar ist.

4. Der Unterschied zwischen Lade- und Entladespannung ist nicht durch einen anders verlaufenden Process, sondern

nur durch das Auftreten von Concentrationsunterschieden der Säure in der activen Masse verursacht.

5. Der mit der Energieaufspeicherung im Accumulator verbundene Arbeitsverlust ist gegeben durch die Formel:

$$\epsilon = C \int \frac{J}{k} J^2 dt.$$

Bei gleicher Lade- und Entladestromstärke annähernd durch die Formel:

$$\epsilon = K \int J^2 dt.$$

Die Constante  $K$  ist eine für den Accumulator charakteristische Grösse. Die gemessene Abhängigkeit des Arbeitsverlustes von  $k$  stimmt quantitativ mit obiger Formel, die Abhängigkeit von  $J$  ebenfalls soweit es die Genauigkeit der vorliegenden Messungen zu prüfen gestattet, doch ist eine exactere Prüfung noch erforderlich.

6. Der Concentrationsausgleich der Säure in der Electrodensubstanz geschieht vorzugsweise nicht durch Diffusion, sondern durch locale Concentrationsströme; die metallische Leitfähigkeit der activen Masse ist daher für jeden Accumulator eine nothwendige Bedingung.

Göttingen, Institut für Electrochemie.

(Eingegangen 23. Mai 1898.)

#### 14. *Bemerkungen über den inneren Widerstand der Normalelemente; von Ignaz Klemenčič.*

Nach den neueren Untersuchungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Charlottenburg ist es möglich, das Clark- oder Weston-Normalelement mit einer Genauigkeit von 0,01 Proc. zu reproduciren. Der Werth der Normalelemente, welche ja schon seit den Untersuchungen Lord Rayleigh's in vielen Laboratorien verwendet wurden, ist hierdurch noch grösser geworden. In der That kann man jetzt mit Hülfe eines Normalelementes und der ausgezeichneten Manganinwiderstände manche Aichung in der einfachsten Weise vornehmen.

Bei den Beobachtungen über Normalelemente war naturgemäss die ganze Aufmerksamkeit der Physiker auf die electromotorische Kraft und auf jene Punkte gerichtet, welche man beachten muss, falls man die oben erwähnte Genauigkeit der Reproduction erreichen will. Der innere Widerstand kam dabei nicht in Betracht und ich finde auch in der Literatur nur selten eine Erwähnung desselben.

Es ist ja richtig, dass der innere Widerstand eines Normalelementes nur eine secundäre Bedeutung hat; aber er ist doch für die grössere oder geringere Brauchbarkeit eines Elementes maassgebend. In vielen Fällen lässt sich z. B. eine Galvanometeraichung direct in der Weise ausführen, dass man das Galvanometer durch einen passenden Widerstand von bekannter Höhe und durch ein Normalelement schliesst. Hierbei spricht der Widerstand des Galvanometers und des Elementes mit. Der Widerstand des Galvanometers wird in allen solchen Fällen nur als ein kleines Correctionsglied in die Rechnung einzuführen sein. Das Verfahren wird sich jedoch nur dann anwenden lassen, wenn der Widerstand des Elementes sehr klein oder geradezu verschwindend ist gegen den Hauptwiderstand.<sup>1)</sup> Es giebt natürlich noch viele Fälle, wo ein kleiner

1) Dieser müsste ja in allen solchen Fällen etwa 30000  $\Omega$  oder noch mehr betragen.

innerer Widerstand von grossem Vortheile ist. Sehr oft würde man sich aber auch mit einem etwas grösseren inneren Widerstande befreunden, wenn er nur constant wäre; doch da spielt wieder die Temperatur mit, welche den Widerstand des Elementes sehr stark beeinflusst, sodass auch in solchen Fällen Elemente mit kleinem Widerstand vorzuziehen sind.

Allerdings könnte man oft zu ähnlichen Messungen einen Accumulator verwenden, den man vorher mit einem Normalelement verglichen hat; doch das wäre schon umständlich. Uebrigens ist ja auch beim Vergleich der electromotorischen Kräfte der innere Widerstand von Bedeutung, sofern man diesen Vergleich galvanometrisch ausführt.

Im 28. Bande (Jahrg. 1896/97) der Berichte des naturwissenschaftlich med. Vereines in Innsbruck habe ich bereits auf die hier erwähnten Punkte aufmerksam gemacht und zugleich einige Daten über den inneren Widerstand mehrerer Clark'scher Elemente und dessen Abhängigkeit von der Temperatur gegeben. Hier habe ich auch eine sehr einfache Methode zur Bestimmung des inneren Widerstandes beschrieben. Die Messungen bezogen sich theils auf die englische Form der Elemente, theils auf die von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt neuerdings eingeführte Rayleigh'sche H-Form. Für Elemente der englischen Form mit einem Durchmesser des Rohres von circa 2 cm ergaben sich Widerstandswerthe von 80 bis 100  $\Omega$ . Elemente mit weiteren Röhren hatten 30 bis 40  $\Omega$  und vor nicht langer Zeit construirte ich ein Element von 19  $\Omega$  bei der Zimmertemperatur. Ferner untersuchte ich auch zwei Clark'sche Normalelemente von Fuess, welche nach den Vorschriften der Reichsanstalt verfertigt und im Jahre 1895 für das hiesige physikalische Institut angeschafft wurden. Die Elemente haben die Nummern 159 und 160. Bei der Prüfung des Widerstandes stellte sich heraus, dass Element 160 einen ganz schlechten Contact im Innern hat und für galvanometrische Messungen ganz unbrauchbar ist. Element 159 wurde nach zwei Methoden, die ich mit A und B bezeichnen will, bei zwei verschiedenen Temperaturen untersucht und es wurden folgende Werthe für den Widerstand gefunden:

Widerstand in  $\Omega$ :

Temp.	Methode A	B
20,8°	8620	8350
11,0°	30800	29300

Der innere Widerstand dieses Elementes ist nicht nur ausserordentlich gross, sondern er zeigt auch eine anomale Abhängigkeit von der Temperatur. Die Ursache dieser grossen Widerstände ist schon in der Reichsanstalt erkannt worden; sie liegt in Gasschichten, welche die Zinksulfatkrystalle heben. Bei den oben angeführten Zahlen ist nun der Umstand merkwürdig, dass der innere Widerstand, der in diesem Falle hauptsächlich durch Gasschichten bedingt wäre, bei niederen Temperaturen grösser ist als bei hohen. Wie aus dem neuesten Bericht über die Thätigkeit der Reichsanstalt hervorgeht, wird jetzt dieser Uebelstand durch Erwärmen des Elementes beseitigt.<sup>1)</sup>

Die Untersuchungen der Reichsanstalt haben gezeigt, dass sich die englische Form der Normalelemente nicht mit jener Genauigkeit reproduciren lasse wie die H-Form. Hinsichtlich des inneren Widerstandes wird jedoch die englische Form vortheilhafter sein. Ein kleiner Vorzug dieser Form liegt auch darin, dass man diese Elemente in ein Wasserbad geben kann, während die H-Elemente ein Bad aus einer isolirenden Flüssigkeit erfordern. Es wäre daher sehr zu wünschen, dass es gelingen würde auch bei der englischen Form eine grössere Genauigkeit in der Reproduction zu erreichen.

Im allgemeinen scheint jedoch der innere Widerstand der Normalelemente selbst bei gleicher Temperatur nicht ganz constant zu sein, wie dies aus meinen eigenen Untersuchungen (l. c.) und aus einer Bemerkung im letzten Bericht über die Thätigkeit der Reichsanstalt hervorgeht. Mit Rücksicht auf die nicht unbedeutende Rolle, welche der innere Widerstand der Normalelemente bei den Messungen spielt, wird es daher nothwendig sein, die Elemente auch in dieser Richtung zu studiren und insbesondere den Einfluss der Temperatur zu erforschen. In erster Linie wird der Einfluss wohl ungefähr

1) Aus diesem Bericht geht auch hervor, dass man in der Reichsanstalt auch Westonelemente mit kleinem inneren Widerstande von 50 Ohm construirt.



so sein wie bei einer conc. Zinksulfatlösung und dies haben ungefähr meine Beobachtungen ergeben; allein es kann da vielleicht auch irgend ein anderer Umstand maassgebend sein, sodass der Temperatureinfluss bei verschieden construirten Elementen auch etwas verschieden ist.

In neuerer Zeit werden Normalelemente von verschiedenen Firmen erzeugt und in den Handel gebracht. Die betreffenden Verfertiger sollten bestrebt sein, den inneren Widerstand der Elemente möglichst klein zu machen und dann sollten sie den Werth desselben bei einer bestimmten Temperatur am Gehäuse des Elementes ersichtlich machen. Für viele Fälle würde es ja ausreichen, wenn der angegebene Werth nur wenigstens auf 5 Proc. richtig wäre.

Physikalisches Institut, Universität Innsbruck, Juni 1898.

(Eingegangen 8. Juni 1898.)

15. Zur Frage nach der „absoluten“ Temperatur;  
von O. Wiedeburg.

In seiner Erwiderung gegen Hrn. Auerbach erwähnt Hr. Schreiber <sup>1)</sup> auch eine gelegentliche Bemerkung von mir <sup>2)</sup> des Inhaltes, dass, wenn man unter „Wärmemenge“ eine Quantitäts-, nicht eine Energiegrösse verstehe, dann der jetzt sogenannten absoluten (thermodynamischen) Temperaturscala die Eigenschaft zukomme, dass die Wärmeeinheit bei ihrem „Fall“ um einen Grad in jedem Theil der Scala, unabhängig von der Natur des arbeitenden Körpers, dieselbe Arbeitsmenge liefere; Hr. Schreiber sieht darin nichts als eine Probe auf die Richtigkeit meiner Rechnung, da ich ja zunächst „die Entropie mit Hülfe der thermodynamischen Scala definirt“ habe. Nach meiner Meinung liegt die Sache so: Versteht man unter dem, was Carnot eine „fallende Wärmemenge“ nennt, gerade so gut eine Quantitätsgrösse ( $\mathfrak{S}$ ), wie das eine fallende Wasser- bez. Electricitätsmenge ist, so kommt man durch diese Analogie darauf, für den Arbeitsgewinn  $A$  in einem Carnot'schen Kreisprocess zwischen den Temperaturen  $\vartheta_1$  und  $\vartheta_2$  die Gleichung anzusetzen:

$$\frac{A}{\mathfrak{S}} = \vartheta_1 - \vartheta_2,$$

wonach die Temperaturscala  $\vartheta$  die oben erwähnte, von Thomson für eine „absolute“ Scala als charakteristisch angesehene Eigenschaft besitzt. Führt man nun neben  $\mathfrak{S}$  noch eine thermische Energiegrösse  $Q = \vartheta \mathfrak{S}$  ein, so erhält man die Gleichung

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{\vartheta_1}{\vartheta_2},$$

auf Grund deren man die „thermodynamische“ Scala definirt, die also als „absolute“ bezeichnet werden kann. Darauf wollte ich hinweisen.

Es ist meiner Ansicht nach viel wichtiger, sich zunächst einmal klar zu werden, was man unter „Wärmemenge“ ver-

1) K. Schreiber, Wied. Ann. 65. p. 654. 1898.

2) O. Wiedeburg, Wied. Ann. 64. p. 580 Anm. 1898.

stehen will, bez. ob denn zwischen der alten Fluidum- und der neuen Energietheorie keine andere Vereinigung möglich ist, als indem man die früher durch das Fluidum repräsentirte Grösse mit der neuen Energiegrösse identificirt, den abstracten Begriff der Entropie mit seinen Absonderlichkeiten einführt und die Wärme in jeder Beziehung in eine Sonderstellung gegenüber den anderen Energieformen hineinzwängt. Ich meine, dass in der von mir vorgeschlagenen Weise eine befriedigende Verschmelzung der alten und neuen Anschauungen möglich ist vermitteltst Begriffen, die durch ihre völlige Analogie mit den auf anderen Gebieten gebrauchten sich leicht veranschaulichen. Die Frage nach der angemessensten Definition der Temperaturscala regelt sich dann ganz von selbst nach dem Gesichtspunkte, dass jene Analogie streng durchgeführt wird.

Leipzig, 7. Juli 1898.

(Eingegangen 16. Juli 1898.)

16. *Nachtrag zu meinem Aufsatz:*  
*Ueber das dielectricische Verhalten von Els*<sup>1)</sup>;  
*von Richard Abegg.*

In meinem citirten Aufsatz finden sich einige Angaben darüber, dass Messungen mit dem Nernst'schen dielectricischen Apparate sehr fehlerhafte Werthe ergeben können, wenn das Telephonminimum aus irgendwelchen Gründen schlecht ist.

Eine nachträgliche Prüfung hat dies als unzutreffend erwiesen, und zeigt, dass die Angaben des Nernst'schen Apparates etwa den gleichen Grad von Zuverlässigkeit besitzen, der ihnen nach der Grösse des Einstellungsfehlers zukommt, wie letzterer durch die grössere oder geringere Schärfe des Minimums bedingt ist.

Es erscheint wünschenswerth, diese Prüfung im Interesse der Nernst'schen Methode kurz mitzuthemen:

Ein Platincondensator mit Nitrobenzol als Dielectricum ergab bei Nebenschaltung zu dem Messcondensator eine Glas-  
tafelverschiebung, die bei *guter Widerstandscompensation* und  
schärfstmöglichem Minimum

$$95,73 \pm 0,15 \text{ mm}^2)$$

nach 11 Paar Ablesungen betrug. Der mittlere Einstellungs-  
fehler der Verschiebung war 0,55 mm.

Bei einer folgenden Reihe von Ablesungen wurde die  
*Widerstandscompensation unvollkommen* gelassen, wobei 17 Be-  
obachtungen für die Verschiebung

$$95,30 \pm 0,40 \text{ mm}$$

ergaben. Die einzelne Beobachtung ist hier entsprechend  
dem unscharfen Minimum mit einem mittleren Fehler von  
 $\pm 1,64$  mm behaftet. Man erkennt, dass letztere Bestimmung

1) Abegg, Wied. Ann. 65. p. 229. 1898.

2) Die Einstellung war infolge feuchter Luft nicht so scharf wie  
unter normalen Verhältnissen, daher der für den Apparat abnorm hohe  
Einstellungsfehler.

mit schlechtem Minimum trotz der dreifachen Unsicherheit der Einstellung innerhalb der Fehler das gleiche Resultat liefert.

Von grösserer Wichtigkeit war die Feststellung des Einflusses der Polarisation, die nach meinen citirten Ausführungen wesentlich die Minimumverschlechterung bewirkt, welche man bei Eis als Dielectricum beobachtet. Obwohl diese Frage bereits von Nernst<sup>1)</sup> theoretisch und experimentell erörtert worden ist, seien zum Vergleiche mit den vorigen Zahlen noch folgende mitgetheilt, die mit dem gleichen Nitrobenzolcondensator erhalten wurden, nur mit Einschaltung einer Polarisation (Platindraht in bestleitender Schwefelsäure in Platintiegel) hinter einen Widerstandscompensator im Nebenschlusse eines der Messcondensatoren. So ergab sich aus 13 Beobachtungen die Verschiebung des Messcondensators zu

$$94,43 \pm 0,52 \text{ mm}$$

mit einer mittleren Unsicherheit von 1,88 mm für die einzelne Beobachtung. Diese letztere ist annähernd der bei schlechter Widerstandscompensation gefundenen gleich; das Minimum war von etwa derselben Unschärfe wie bei jener und zeigte die von Nernst als Kriterium der Polarisation erkannte Verschiedenheit der Klangfarbe zu beiden Seiten. Der für die Grösse der zu messenden Condensatorcapacität maassgebende Betrag der Verschiebung ist hier zwar merklich, aber doch nur sehr wenig gegen die richtige Grösse verkleinert, also im selben Sinne, wie von Nernst ausgeführt, geändert.

Nach diesem somit recht geringen Einfluss, den die Polarisation auf die Angaben des Nernst'schen Apparates ausübt, erscheint es ausgeschlossen, dass Fehler in der Bestimmung der Dielectricitätsconstante auf Rechnung des schlechten Minimums geschoben werden, welche gemäss der von mir (l. c. p. 235) mitgetheilten Zahl „ca. 7,5“ (statt 3,1) Beträge von der Grössenordnung 100 Proc. ausmachen. Vielmehr dürfte diese Bestimmung dadurch so fehlerhaft geworden sein, dass die Aichung des verwendeten Eiscondensators erhebliche Mängel besass. Es wurde nämlich das Platinrohr

1) Nernst, Zeitschr. f. physik. Chem. 14. p. 649. 1894.

zur Aichung mit einem Ebonitmantel umkleidet, der möglichst die Dimensionen des nur schwierig genau zu messenden Eismantels besass, und die beim Eiscondensator aus Quecksilber bestehende äussere Belegung wurde für Ebonit und Luft als Dielectrica durch eine um das Ebonit gepresste Stanniolpackung ersetzt, die auch weniger dicht als das Quecksilber angelegen haben mag. Es dürfte sich nicht verlohnen, die einzelnen Fehlerquellen meiner citirten Beobachtung eingehend zu erwägen, da dieselbe nach dem Vorhergehenden sicher durch andere Fehlerquellen als die geringen der Nernst'schen Methode <sup>1)</sup> so gefälscht ist. Das Wesentliche der Beobachtung beruht ja ohnehin in dem von diesen Fehlern nicht berührten Nachweise der Polarisation durch das schlechte Minimum.

Es muss demnach im Gegensatze zu meiner dort ausgesprochenen Behauptung betont werden, dass selbst ein schlechtes Minimum im Nernst'schen Apparate wenigstens zu annähernden Messungen der Dielectricitätsconstanten noch brauchbar ist. Im Hinblick auf das dielectricische Verhalten des Eises muss nur hervorgehoben werden, dass durch die Ausbildung leitender Canäle die wahre Capacität eines Eiscondensators gegen die durch Aichung feststellbare normale Capacität des Condensatorgefässes erheblich erhöht werden kann, und so bei Annahme dieser letzteren viel zu grosse Werthe der betreffenden Dielectricitätsconstanten sich ergeben müssen. Dies fällt natürlich der Nernst'schen Methode nicht zur Last.

Göttingen, im Juni 1898.

---

1) Dieselben sind ausser von Nernst selbst (l. c.) noch von M. Wien, Wied. Ann, 58, p. 66. 1896 erörtert worden.

(Eingegangen 10. Juli 1898.)

**17. Ueber Quecksilber-Zink- und Quecksilber-Cadmiumelemente als Spannungsnormale;  
von W. Jaeger und K. Kahle.<sup>1)</sup>**

(Mitgetheilt aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Im Laufe der letzten Jahre haben die Normalelemente für grundlegende electriche Messungen in der Technik wie in der Wissenschaft eine immer höhere Bedeutung gewonnen. Wenn man auch in letzter Linie auf das Silbervoltmeter zurückgreifen muss, durch das die Einheit der Stromstärke und indirect auch die der Spannung gesetzlich definirt ist, so bieten die Normalelemente doch ein so bequemes und sicheres Mittel, diese Einheit festzuhalten, dass man nur in den seltensten Fällen das Silbervoltmeter direct benutzen wird. Für die silbervoltametrische Strommessung wird es besonderer Vorschriften bedürfen, um bei grosser Sorgfalt eine Sicherheit von 0,0001 zu erreichen, die mit Normalelementen leichter erhalten werden kann.

Als Normalelemente sind zu den Clarkelementen neuerdings die von Hrn. Weston angegebenen Cadmiumelemente als gleichwerthig hinzugekommen.

Durch Benutzung beider Arten von Elementen nebeneinander erhält man mehr als die doppelte Sicherheit, weil man ausser der Constanz die beiden Arten von Elementen auch die Constanz des Verhältnisses derselben controliren kann. Bleibt ausser den Differenzen zwischen den Elementen einer Gattung auch dieses Verhältniss unveränderlich, so kann man auch ohne Zuhülfenahme des Silbervoltmeters mit grosser Sicherheit annehmen, dass die Elemente selbst constant geblieben sind.

Von diesen Ueberlegungen ausgehend, haben die Verfasser in der Reichsanstalt einen Stamm von Clark- und Cadmiumelementen verschiedenen Alters öfter gemessen; ferner soll die electromotorische Kraft der Elemente von Zeit zu Zeit mit

---

1) Aus der Zeitschr. f. Instrumentenk. 18. p. 161. 1898.



Hülfe des Silbervoltameters bestimmt werden. Wir theilen hier die bisher vorliegenden Messungen zusammenhängend mit, bezüglich der bereits veröffentlichten Resultate uns auf das Wesentlichste beschränkend.<sup>1)</sup>

### 1. Herstellung der Elemente.

#### Clarkelemente.

Einwurfsfreie Elemente lassen sich nur herstellen, wenn die gesammte Oberfläche der Electroden für alle Temperaturen von einer concentrirten (neutralen) Lösung des Electrolyten umgeben ist. Diese Bedingungen lassen sich bei verschiedenen Formen von Elementen erfüllen, von denen hier aber nur die von Lord Rayleigh angegebene **H-Form** benutzt wird.<sup>2)</sup> Die für die Herstellung dieser Elemente wesentlichsten Punkte sollen hier kurz zusammengefasst werden; in Betreff der Einzelheiten sei auf die speciellen Veröffentlichungen verwiesen.

Der *negative* Pol des Elementes besteht aus 10—15 proc. Zinkamalгам, das wegen seiner homogenen Beschaffenheit electrisch gut definirt ist. Ueber dem Amalgam befindet sich eine Schicht zerkleinerter Krystalle von Zinksulfat. Der *positive* Pol wird von metallischem Quecksilber gebildet; darüber befindet sich eine Schicht einer breiartigen Paste, die hergestellt wird durch Zusammenreiben von Quecksilberoxydsulfat ( $\text{Hg}_2\text{SO}_4$ ), etwas metallischem Quecksilber und Zinksulfatkrystallen mit einer concentrirten Lösung von Zinksulfat. Der übrige Theil des Gefässes wird mit gesättigter Zinksulfatlösung gefüllt.

Soll das Element versandfähig sein, so tritt an Stelle des Quecksilbers eine amalgamirte Platinelectrode und an Stelle der Zinksulfatlösung die obige Paste. Bei Anwendung

1) Vgl. die bisherigen Veröffentlichungen über diesen Gegenstand, in denen sich auch Literaturangaben finden. St. Lindeck u. K. Kahle, Zeitschr. f. Instrumentenk. 12. p. 117. 1892; 13. p. 191 u. 293. 1893; Wied. Ann. 51. p. 174 u. 203. 1894; 64. p. 92. 1898; W. Jaeger u. R. Wachsmuth, Electrotechn. Zeitschr. 15. p. 507. 1894; Wied. Ann. 59. p. 575. 1896; W. Jaeger, Electrotechn. Zeitschr. 18. p. 647. 1897; Wied. Ann. 63. p. 354. 1897.

2) Ueber Formen von Clarkelementen für den technischen Gebrauch vgl. K. Feussner, Samml. electr. Vortr. Hrag. v. Voigt, Stuttgart, F. Enke 1. p. 134.

der Chemikalien ist hauptsächlich darauf zu achten, dass das Quecksilber nicht durch positivere Metalle verunreinigt ist und dass besonders das Zinksulfat keine Spur freier Säure enthält (Prüfung mit Congoroth). Geringe Verunreinigungen des Zinks sind im Amalgam ohne Einfluss; beim Merkuro-sulfat werden etwaige Spuren von Oxydsalz oder freier Säure durch die Herstellungsweise der Paste unschädlich gemacht.

In beiden Schenkeln des Elementes müssen sich soviel Krystalle von Zinksulfat befinden, dass sie auch bei den höchsten Temperaturen, die erreicht werden, noch im Ueberschuss vorhanden sind. Wenn die Elemente älter sind, backen die Krystalle oft fest zusammen, sodass unter Umständen der Widerstand der Elemente steigt und ausserdem ihre electromotorische Kraft den Temperaturschwankungen nicht mehr so rasch folgen kann. Auch ist in solchen Fällen ein Hochheben der Krystallschicht durch Gasentwicklung am negativen Pol bemerkt worden, die eine vollständige Trennung des Zink-amalgams vom Electrolyten herbeiführen kann. Dieser Uebelstand lässt sich meist dadurch beseitigen, dass man das Element längere Zeit auf etwa 40° erwärmt. Dadurch werden die Krystalle gelockert, sodass wieder Flüssigkeit zwischen sie eintritt und etwa angesammelte Gase entweichen können. Um sicher zu sein, dass auch die älteren Elemente der Temperatur gut folgen, haben wir dies Verfahren, welches sich gut bewährte, in letzter Zeit für genaue Messungen öfter in Anwendung gebracht. Die Erwärmung über 40° zu treiben, ist wegen der Umwandlung des Zinksulfats in eine andere Modification zu vermeiden.<sup>1)</sup>

#### Cadmiumelemente.

Für die Zusammensetzung der hier benutzten Cadmium-elemente<sup>2)</sup> gelten im wesentlichen dieselben Vorschriften, nur dass an Stelle des Zinks überall Cadmium tritt. Da die Lös-

1) Vgl. W. Jaeger, Wied. Ann. 63. p. 354. 1897.

2) Die von der Weston Electrical Instrument Co. neuerdings ausgegebenen Elemente enthalten keine stets gesättigte Lösung von Cadmiumsulfat, sondern eine bei 4° gesättigte, bei höherer Temperatur verdünnte Lösung. Ihre electromotorische Kraft ist dementsprechend um etwa  $\frac{1}{2}$  Tausendstel höher.

lichkeit des Cadmiumsulfats sich mit der Temperatur nur sehr wenig ändert, so muss man besonders darauf achten, eine wirklich concentrirte Lösung zu erhalten, was durch längeres Stehenlassen und öfteres Schütteln zu erreichen ist. Ein Abheben der Krystalle von dem Amalgam durch Gasentwicklung ist bis jetzt nicht beobachtet worden. Die Lösung des Cadmiumsulfats darf nicht über 70° erwärmt werden, da sich sonst ein anderes Hydrat bildet.

## 2. Constanz und Reproducirbarkeit.

Um ein Urtheil über die Constanz und Reproducirbarkeit zu gewinnen, wurden von Zeit zu Zeit Vergleichen zwischen älteren und neueren Elementen vorgenommen.

Die Methode, nach welcher Elemente derselben Art verglichen wurden, ist schon näher mitgetheilt.<sup>1)</sup> Die zu vergleichenden Elemente wurden darnach gegeneinander geschaltet und die geringe Differenz der electromotorischen Kraft mittels einer Compensationsbrücke gemessen, bei welcher 2 mm Drahtlänge etwa 0,01 Millivolt entsprach. Ausser den neuen noch nicht veröffentlichten Vergleichen sollen auch einige der älteren auszugsweise mitgetheilt werden, um ein übersichtliches Bild von der Constanz und Reproducirbarkeit der Elemente für eine längere Zeitperiode zu geben.

Tabelle I.

Vergleichung der Clarkelemente zu verschiedenen Zeiten.

Element Nr.	Datum der Zusammen- setzung	Abweichung vom Mittelwerth in 0,01 Millivolt			
		Anfang 1892 <sup>2)</sup>	Februar 1894	November 1897	
				14. u. 15.	26. u. 27.
4	Nov. 1891	+ 3	— 10	—	—
6	"	+ 5	—	— 1	— 5
7	"	+ 5	—	— 3	— 10
27	Jan. 1892	— 1	+ 4	—	—
28	"	— 2	+ 4	— 7	— 11
30	"	— 2	+ 7	—	—
52	Mai 1892	+ 3	+ 9	—	—
53	"	+ 4	+ 6	0	— 5

1) Vgl. K. Kahle, Wied. Ann. 51. p. 176. 1894.

2) K. Kahle, Zeitschr. f. Instrumentenk. 13. p. 297. 1893; Wied. Ann. 51. p. 180. 1894.

Element Nr.	Datum der Zusammen- setzung	Abweichung vom Mittelwerth in 0,01 Millivolt			
		Anfang 1892	Februar 1894	November 1897	
54	Mai 1892	+ 3	+ 7	+ 3	— 2
55	"	+ 4	+ 8	—	—
60	Juli 1892	+ 1	+ 2	— 5	— 3
61	"	— 3	+ 3	0	— 5
62	"	0	—	— 1	— 4
63	"	— 2	0	—	—
65	Febr. 1893	— 2	— 7	—	—
67	"	+ 1	— 7	—	—
69	"	+ 10	+ 3	—	—
70	"	+ 8	— 4	— 1	— 5
71	"	— 4	— 10	—	—
72	"	+ 1	— 14	—	—
110	"	—	—	—	+ 7
111	"	—	—	—	+ 1
112	"	—	—	—	+ 9
120	Aug. 1897	—	—	+ 4	+ 7
121	"	—	—	+ 3	+ 7
122	"	—	—	+ 4	+ 11
123	"	—	—	+ 3	+ 5

Man sieht aus Tab. I, dass die Abweichungen von Clark-Elementen, deren Herstellungszeit bis zu sechs Jahren auseinander liegt, nicht mehr als 0,1 Millivolt vom Mittelwerth betragen; es scheint, dass die neu hergestellten Elemente anfangs etwas höher sind als die älteren, wie auch schon in früheren Veröffentlichungen bemerkt worden ist.

Die Cadmiumelemente geben ganz analoge Resultate für die Constanz und Reproducirbarkeit, wie aus der folgenden Tab. II hervorgeht.

Tabelle II.

Vergleichung der Cadmiumelemente zu verschiedenen Zeiten.

Element Nr.	Datum der Zusammen- setzung	Abweichung vom Mittelwerth in 0,01 Millivolt			
		Juli 1894 <sup>1)</sup>	Januar 1895 <sup>1)</sup>	März 1896 <sup>1)</sup>	November 1897
311	April 1894	0	+ 1	—	—
312	"	—	—	— 2	— 4

1) W. Jaeger u. R. Wachsmuth, Wied. Ann. 59. p. 500. 1896.

Element Nr.	Datum der Zusammen- setzung	Abweichung vom Mittelwerth in 0,01 Millivolt			
		Juli 1894	Januar 1895	März 1896	November 1897
313	April 1894	+ 2	0	0	+ 1
314	"	+ 3	- 3	- 5	0
315	"	+ 4	- 3	- 3	+ 2
316	"	+ 2	+ 2	- 1	0
317	"	+ 2	- 5	- 1	0
319	"	+ 8	0	- 1	- 4
321	"	0	- 2	- 3	+ 10
323	"	+ 1	- 7	- 2	- 4
324	"	0	- 5	- 6	- 7
328	Mai 1894	+ 4	-	0	+ 10
330	"	+ 1	+ 2	+ 1	+ 3
(330)	"	-	- 1	+ 1	- 8
331	"	+ 2	- 6	+ 7	+ 7
333	"	- 5	- 5	- 1	- 4
340	"	-	- 9	- 3	- 6
341	"	-	-	0	- 4
345	Juni 1894	- 7	- 8	- 7	+ 3
352	"	- 3	+ 2	- 2	- 4
353	"	- 3	- 3	+ 1	- 17
354	"	- 7	- 4	- 10	+ 3
355	"	+ 6	+ 7	+ 1	+ 6
359	"	- 14	0	+ 1	+ 1
360	Juli 1894	- 18	+ 2	- 2	- 12
361	"	+ 12	+ 8	- 3	+ 15
363	"	- 13	- 1	+ 3	- 4
364	"	+ 8	- 9	- 7	+ 3
365	"	+ 10	- 5	- 7	+ 8
366	"	-	- 2	0	+ 3
368	Dec. 1894	-	+ 13	-	-
369	"	-	+ 18	+ 14	+ 8
370	"	-	+ 7	+ 3	+ 11
371	"	-	+ 10	0	-
372	April 1896	-	-	+ 11	-
373	"	-	-	+ 13	-
374	"	-	-	+ 10	-
375	"	-	-	+ 12	-
376	"	-	-	+ 1	-
377	"	-	-	- 5	-
378	"	-	-	- 5	-

### 3. Verhältniss der Spannungen beider Arten von Elementen.

Die Vergleichung der beiden Arten von Elementen untereinander wurde mit Hülfe eines Feussner'schen Compensationsapparates ausgeführt, dessen Widerstände öfters verglichen wurden. Bei constanter Stromstärke wurde derjenige Widerstand bestimmt, durch dessen Endspannung die electromotorische Kraft der betreffenden Elemente compensirt war. Nach Wiederholung der ersten Messung am Schlusse einer Beobachtungsreihe wurden etwaige geringe Aenderungen der Stromstärke, die höchstens einige Hunderttausendstel betrug, durch Interpolation in Rechnung gesetzt. Die Stromstärke wählte man der grösseren Genauigkeit wegen so, dass innerhalb der Grenzen des Apparates möglichst hohe Widerstände erhalten wurden. Um verschiedene Versuchsbedingungen zu schaffen, wurden auch zum Theil mehrere Elemente derselben Sorte hintereinander geschaltet (so z. B. 5 Cadmium- bez. 3 Clark-elemente oder 7 Cadmium- bez. 5 Clarkelemente), sodass die Summe der Spannungen für beide Sorten von Elementen annähernd gleiche Grösse hatte. Die Cadmiumelemente befanden sich dabei stets bei Zimmertemperatur, die Clarkelemente sowohl bei dieser als auch bei 0°.

Für die Beurtheilung der Constanz des Verhältnisses der Elemente ist bei den Clarkelementen das Hauptgewicht auf die Messungen bei 0° zu legen; die Messungen bei Zimmertemperatur sind ausgeführt, um auch die Beziehung zwischen 0° und 15° zu gewinnen. Zur sicheren Temperaturmessung befanden sich die Elemente in Petroleum; die Temperaturen sind Wasserstoffgrade.

Bestimmungen des Verhältnisses der Clark- und Cadmium-elemente wurden bis jetzt dreimal, im März 1896, Januar 1897 und November 1897 ausgeführt; es besteht die Absicht, diese Messungen in regelmässigen Zwischenräumen zu wiederholen. In der Anordnung der Versuche sind im Laufe der Zeit einige Verbesserungen getroffen worden, sodass den späteren Reihen ein grösseres Gewicht zukommt.

a) Die erste Reihe der Vergleichen ist bereits <sup>1)</sup> unter

1) W. Jaeger u. R. Wachsmuth, Wied. Ann. 59. p. 576. 1896.

Angabe des Beobachtungsmaterials veröffentlicht worden. An den dort mitgetheilten Zahlen sind noch kleine, damals unberücksichtigt gebliebene Correctionen anzubringen wegen der Abweichungen der einzelnen Elemente vom Mittelwerthe. Bei dem Verhältniss Clark 0°/Cadm. 20° ist der Zähler um ungefähr  $\frac{1}{20000}$  zu vergrössern und der Nenner um denselben Betrag zu verkleinern; bei dem Verhältniss Clark 15°/Cadm. 20° muss der Zähler um etwa  $\frac{1}{10000}$  vergrössert, der Nenner um denselben Betrag verkleinert werden. Man erhält deshalb als corrigirte Zahlen

$$\text{März 1896} \quad \frac{\text{Clark } 0^\circ}{\text{Cadmium } 20^\circ} = 1,4227$$

$$\frac{\text{Clark } 0^\circ}{\text{Cadmium } 20^\circ} = 1,4066$$

und hieraus

$$\text{Clark } 0^\circ - \text{Clark } 15^\circ = 0,0164 \text{ int. Volt.}$$

b) Bei den Vergleichen im December 1896 und Januar 1897 sind die Elemente nur einzeln, nicht in Gruppen gemessen worden. In der folgenden Tab. III sind die beobachteten Widerstände des Compensationsapparates und die zugehörigen Temperaturen der Elemente angegeben, sowie die daraus abgeleiteten Verhältnisszahlen. Für die Bildung dieser Verhältnisszahlen ist noch folgendes zu berücksichtigen.

Die Reductionen der Elemente auf den Mittelwerth sind den Tab. I (Nov. 1897) und II (März 1896) zu entnehmen; die für die Temperatur anzubringenden Correctionen ergeben sich aus den Formeln für die Temperaturcoefficienten auf p. 941 u. 942.

Tabelle III.

	Datum	Element Nr.	Temp.	Widerstand <sup>1)</sup> Ohm	Verhältniss
1.	5. Dec. 1896	Clark 53	16,5°	7157,0	Clark 15° Cadm. 20° = 1,40665
		Cadm. 370	18,5	5095,0	
		„ 368	18,5	5095,0	

1) An den beobachteten Widerständen ist als Correction anzubringen

bei 5095 Ohm — 0,1 Ohm

„ 7157 „ — 0,6 „

„ 7248 „ — 0,6 „



	Datum	Element Nr.	Temp.	Wider- stand Ohm	Verhältniss
2.	8. Jan. 1897	Cadm. 370	18,1°	5095,0	Clark 0° Cadm. 20° = 1,42280
		Clark 28	0	7248,0	
3.	9. Jan. 1897	Cadm. 370	13,9	5095,0	Clark 0° Cadm. 20° = 1,42273
		" 312	13,9	5094,5	
		Clark 28	0	7246,5	
		" 70	0	7247,0	
		" 112	0	7247,8	
4.	"	Clark 53	14,03	7170,5	Clark 15° Cadm. 20° = 1,40676
		" 111	14,03	7171,7	
		Cadm. 370	14,5	5095,0	
5.	"	Cadm. 370	16,9	5095,0	Clark 0° Cadm. 20° = 1,42278
		Clark 70	0	7247,8	
		" 28	0	7247,6	
		" 112	0	7248,7	
		Cadm. 370	16,9	5095,0	
		Clark 112	0	7248,9	
		" 28	0	7247,6	
		" 70	0	7247,9	
		Cadm. 370	17,0	5095,0	
6.	"	Clark 53	17,10	7154,5	Clark 15° Cadm. 20° = 1,40686
		" 111	17,10	7155,0	
		Cadm. 370	16,9	5095,0	
		Clark 111	17,0	7155,1	
		" 53	17,0	7154,5	
		Cadm. 370	17,0	5095,0	

Hieraus ergeben sich dann folgende Mittelwerthe:

Jan. 1897	Clark 15°	= 1,40665	Clark 0°	= 1,42280
	Cadm. 20°	= 1,40676	Cadm. 20°	= 1,42273
		1,40686		1,42278
	Mittel	= 1,40676	Mittel	= 1,42277

und ferner

$$\text{Clark } 0^\circ - \text{Clark } 15^\circ = 0,01631 \text{ int. Volt.}$$

c) Vor der Messungsreihe vom November 1897 wurden die Clarkelemente der oben angegebenen Behandlung unterworfen; sodann wurden sie untereinander verglichen (Tab. I),

ebenso auch die Cadmiumelemente (Tab. II). Um bei der Bestimmung der Verhältnisse der Elemente eine noch grössere Sicherheit zu erzielen, wurden die Beobachtungen nach folgendem Schema angestellt:

## A. Einzelne Elemente.

$a = \text{Cadm. } 20^0$	$d = \text{Clark } 15^0 - \text{Cadm. } 20^0$
$b = \text{Clark } 15$	$e = \text{,, } 0 - \text{,, } 20$
$c = \text{,, } 0$	$f = \text{,, } 0 - \text{Clark } 15$

Durch Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate folgt daraus

$$\text{Clark } 15^0 = \frac{1}{4}(a + 2b + c + d - f)$$

$$\text{Clark } 0^0 = \frac{1}{4}(a + b - 2c + e + f)$$

$$\text{Cadm. } 20^0 = \frac{1}{4}(2a + b + c - d - e).$$

## B. Elementengruppen.

$$g = 3(\text{Clark } 0^0)$$

$$h = 4(\text{Cadm. } 20^0)$$

$$i = 3(\text{Clark } 0^0) - 4(\text{Cadm. } 20^0),$$

woraus sich ergibt

$$\text{Clark } 0^0 = \frac{1}{9}(2g + h + i)$$

$$\text{Cadm. } 20^0 = \frac{1}{12}(g + 2h - i).$$

Auf diese Weise werden etwaige Beobachtungsfehler noch verringert und man erhält eine directe Bestimmung der wichtigen Differenz Clark  $0^0$  — Clark  $15^0$ . Es hat sich jedoch herausgestellt, dass die reducirten Beobachtungszahlen bis auf eine Einheit der letzten angegebenen Stelle, d. h. auf etwa zwei Hunderttausendstel, stets richtig waren, sodass man bei der Mittelbildung den ausgeglichenen Zahlen kein grösseres Gewicht beizulegen braucht. Die bei diesen Messungen benutzten Clarkelemente sind in zwei Gruppen getheilt, von denen die eine sich bei einer ersten Messungsreihe auf  $0^0$ , die andere auf  $15^0$  befand; bei der zweiten Reihe war die Anordnung umgekehrt.  $F$  sind die übrigbleibenden Fehler.

In den Tab. IVa und IVb sind wieder die directen Beobachtungen<sup>1)</sup> angegeben. Etwaige Schwankungen der Stromstärke, die sich aus den ungleichen Widerständen für dasselbe Cadmiumelement bei gleichbleibender Temperatur ergeben, sind, soweit nöthig, über die dazwischenliegenden Messungen vertheilt. Die hieraus entspringenden Correctionen betragen aber höchstens einige Hunderttausendstel. Bei den zur Ausgleichung benutzten Zahlen sind die übrigbleibenden Fehler  $V$  in  $\frac{1}{10}$  Ohm aufgeführt.

Tabelle IVa.  
Messungsreihe I.

	Element Nr.	Temperatur	Widerstand Ohm	$V$
	16. November 1897.			
1	Cadm. 312	17,3°	5095,0	—
2	Clark 121	0	7249,7	—
3	„ 7	0	7249,1	+ 2
4	Cadm. 312	17,2	5095,0	—
5	Clark 120	16,60	7158,0	—
6	„ 122	16,60	7157,6	—
7	„ 62	16,60	7157,2	—
8	„ 6	16,60	7157,3	— 1
9	Cadm. 312	17,6	5094,8	—
10	„ 316	17,6	5095,0	—
11	„ 340	17,6	5094,7	— 1
12	{ Clark 7	{ 0	92,0	— 1
	{ — „ 62	{ 16,60		
13	{ „ 62	{ 16,62	2061,7	0
	{ — Cadm. 340	{ 17,8		
14	{ Clark 7	{ 0	2154,0	— 1
	{ — Cadm. 340	{ 17,8		
15	„ 312	17,8	5093,5	—
	18. November 1897.			
16	Cadm. 312	16,9	5095,0	—
17	Clark 122	15,72	7162,7	—
18	„ 62	15,72	7162,4	—

1) Die an den beobachteten Zahlen anzubringenden Correctionen sind wieder dieselben wie auf p. 933; es kommen noch hinzu als Correctionen für

92 Ohm = - 0,1 Ohm	8153 Ohm = + 0,1 Ohm
2062 „ = - 0,6 „	8699 „ = + 0,1 „
2154 „ = - 0,6 „	1865 „ = - 0,3 „

	Element Nr.	Temperatur	Widerstand Ohm	V		
19	Clark 6	15,72°	7162,4	—		
20	Cadm. 312	16,9	5095,0	—		
21	Clark 7	0	7248,8	—		
22	„ 60	0	7248,4	—		
23	Cadm. 312	17,0	5095,0	—		
24	„ 316	17,0	5095,2	—		
25	„ 340	17,0	5095,1	—		
19. November 1897.						
26	Cadm. 312	17,4	5095,0	— 1		
27	Clark 7	0	7248,4	0		
28	„ 60	0	7248,5	—		
29	„ 131	0	7249,4	—		
30	Cadm. 212	17,4	5094,9	—		
31	Clark 122	15,94	7161,4	—		
32	„ 62	15,94	7160,8	—		
33	„ 6	15,94	7161,0	0		
34	Cadm. 312	17,5	5095,0	— 1		
35	{ Clark 7	0	2152,5	— 1		
	{ — Cadm. 312	17,5				
	{ Clark 6	15,95	2066,0	0		
36	{ — Cadm. 312	17,5				
37	„ 312	17,5	5095,0	— 1		
38	{ Clark 7	0	87,6	+ 1		
	{ — „ 6	15,99				
39	Cadm. 312	17,6	5094,9	—		
40	„ 316	17,6	5095,2	—		
41	„ 340	17,6	5095,1	—		
42	„ 333	17,6	5094,9	—		
43	{ „ (312	17,8	8152,5	0		
	{ + 316 + 340					
	{ + 333)	0	8698,6	0		
44	{ Clark (7 +					
	{ 60 + 121)	17,8	8152,6	0		
45	{ Cadm. (312					
	{ + 316 + 340	17,8	5095,0	—		
46	{ + 333)					
	{ Cadm. 312	17,8	1365,1	+ 1		
	{ Clark (7 +	0				
	{ 60 + 121)	17,8	1365,1	+ 1		
47	{ — Cadm. (312					
	{ + 316 + 340	17,8				
	{ + 333					

Tabelle IVb.  
Messungsreihe II.

	Element Nr.	Temperatur	Widerstand Ohm	V
23. November 1897				
1	Cadm. 312	17,1°	5095,0	— 2
2	Clark 62	0	7249,0	—
3	„ 122	0	7249,5	—
4	„ 6	0	7248,5	+ 2
5	Cadm. 312	17,1	5059,0	—
6	Clark 7	16,10	7159,9	0
7	„ 121	16,10	7160,7	—
8	„ 60	16,10	7160,5	—
9	Cadm. 312	17,2	5095,0	—
10	„ 316	17,2	5095,1	—
11	„ 340	17,2	5095,2	—
12	„ 333	17,2	5095,0	—
13	{ Clark 7 — Cadm. 312 }	{ 16,10 17,20 }	2065,1	— 1
14	{ Clark 6 — Cadm. 312 }	{ 0 17,25 }	2154,1	— 1
15	„ 312	17,3	5094,9	—
16	{ Clark 6 — „ 7 }	{ 0 16,10 }	89,0	— 1
17	{ Clark (62) + 122 + 6 } — Cadm. (312) + 316 + 333 + 340 }	{ 0 17,35 }	1366,2	0
18	Cadm. 312	17,35	5094,9	—
19	{ Cadm. (312) + 316 + 333 + 340 }	17,4	8152,5	0
20	{ Clark (62) + 122 + 6 }	0	8698,9	0
21	{ Cadm. (312) + 316 + 333 + 340 }	17,4	8152,7	0
24. November 1897				
22	Cadm. 312	17,4	5095,2	—
23	Clark 62	0	7249,2	—
24	„ 6	0	7249,3	—

	Element Nr.	Temperatur	Widerstand Ohm	V
25	Clark 122	0	7249,8	—
26	Cadm. 312	17,5	5095,1	—
27	Clark 7	16,10	7160,1	—
28	„ 121	16,10	7160,8	—
29	„ 60	16,10	7160,3	—
30	Cadm. 312	17,5	5095,2	—
31	„ 316	17,5	5095,3	—
32	„ 340	17,5	5095,2	—
33	„ 333	17,5	5095,2	—

Hieraus ergeben sich unter Berücksichtigung der oben angegebenen Reductionen die folgenden Werthe:

Tabelle V.

Datum	Clark 0°	Clark 15°	Clark 0°
	Cadm. 20°	Cadm. 20°	— Clark 15°
1898	Messungsreihe I		
16. Nov.	1,42291	1,40671	0,01649
18. „	1,42279	1,40661	0,01647
19. „	1,42277	1,40661	0,01649
Mittel	1,42282	1,40664	0,01648
	Messungsreihe II		
23. Nov.	1,42278	1,40657	0,01651
24. „	1,42280	1,40655	0,01655
Mittel	1,42279	1,40656	0,01653
Hauptmittel Nov. 1897	1,42280	1,40660	0,01650

Wie man aus der guten Uebereinstimmung der beiden Serien sieht, hat die Vertauschung der Elemente keine systematische Abweichung hervorgerufen. Die electromotorische Kraft hat also trotz der starken Temperaturänderung den richtigen Werth angenommen.<sup>1)</sup>

1) Bei Elementen, welche nicht so construiert sind, dass die Electroden stets von gesättigter Lösung umgeben sind, bleibt bei Temperaturschwankungen die electromotorische Kraft hinter der Temperatur zurück.

In der folgenden Tabelle sind die zu verschiedenen Zeiten gewonnenen Zahlen zusammengestellt und zu Mittelwerthen vereinigt. Hierbei erhielten aus den oben angegebenen Gründen die Messungen vom November 1897 das Gewicht 3, die vom Januar 1897 das Gewicht 2 und die vom März 1896 das Gewicht 1; die durch directe Mittelbildung gefundenen Zahlen weichen indessen von diesen nur um wenige Hunderttausendstel ab.

Tabelle VI.  
Zusammenstellung der Resultate.

Datum	Clark 0°	Clark 15°	Clark 0°
	Cadm. 20°	Cadm. 20°	-Clark 15°
März 1896	1,4227	1,4066	0,0164 int. Volt
Jan. 1897	1,42277	1,40676	0,01631
Nov. 1897	1,42280	1,40660	0,01650
Mittel <sup>1)</sup>	1,42277	1,40663	0,01642 int. Volt

Aus dieser Zusammenstellung geht hervor, dass die angegebenen Verhältnisszahlen wohl kaum mehr als  $\frac{1}{10000}$  des Werthes unsicher sind.

Das hier direct bestimmte Verhältniss

$$\frac{\text{Clark } 0^\circ}{\text{Cadm. } 20^\circ} = 1,42277$$

wird durch die Messungen beider Elementenarten mittels des Silbervoltameters nahe bestätigt. <sup>2)</sup> Aus der l. c. angegebenen electromotorischen Kraft des Clarkelementes bei 0° = 1,4494 int. Volt und der des Cadmiumelementes bei 20° = 1,0184<sub>0</sub> int. Volt ergibt sich die um  $\frac{2,3}{10000}$  grössere Zahl 1,42309 für dieses Verhältniss. Diese Zahl ist natürlich mit einer grösseren Unsicherheit behaftet als die direct beobachtete 1,42277. Vertheilt man die Differenz von  $\frac{2,3}{10000}$  auf die beiden mit dem Silbervoltameter gefundenen Werthe, so ergibt sich für das

Vgl. hierüber z. B. Ayrton u. Cooper, *The Electrician* **38**. p. 303. 1897 und Callendar u. Barnes, *Proc. Roy. Soc.* **62**. p. 117. 1897.

1) Betreffs der von der Weston Electrical Instrument Co. ausgegebenen Cadmiumelemente vgl. p. 928, Anm. 2.

2) K. Kahle. (Die Mittheilung hierüber wird demnächst erscheinen.)



Clark-Element: 1,4328 int. Volt bei 15° C.

Cadmium-Element: 1,0186 „ „ „ 20° C.

Der in der früheren Veröffentlichung <sup>1)</sup> für die Spannung des Cadmiumelementes angegebene Werth ist infolge der Annahme eines grösseren Werthes für die electromotorische Kraft des Clarkelementes und eines kleineren Werthes für das Verhältniss um  $\frac{4}{10\,000}$  grösser.

#### 4. Temperaturcoefficienten.

Die ursprünglich für das Clarkelement angegebene (zwischen 10 und 30° gültige) Formel des Temperaturcoefficienten <sup>2)</sup> genügt natürlich nicht für eine Extrapolation auf 0°; die Formel muss daher unter Berücksichtigung der direct gefundenen Differenz zwischen 0 und 15° umgerechnet werden. Das Ergebniss dieser Berechnung ist bereits im Thätigkeitsbericht der Reichsanstalt für 1896/1897 <sup>3)</sup> mitgetheilt. Diese Formel lautet für die electromotorische Kraft des Clarkelementes  $E_t$  unter Berücksichtigung des oben abgeleiteten Werthes bei 15° C.:

$$E_t = 1,4328 - 0,00119(t - 15) - 0,000007(t - 15)^2 \text{ int. Volt.}$$

Bei der Berechnung wurde damals für die Differenz: Clark 0° — Clark 15° eine um  $\frac{1}{10\,000}$  kleinere Zahl (0,0163) angenommen, als die hier gefundene. Die Einführung des neuen Werthes (0,0164<sub>2</sub>) liefert indessen keine anderen Constanten für die Formel, wenn man dieselben nicht auf eine Decimale weiter angeben will. Die hier erhaltenen Resultate finden eine erfreuliche Bestätigung durch die von den Herren Callendar und Barnes abgegebene Formel für den Temperaturcoefficienten des Clarkelementes. <sup>4)</sup> Die folgende Tabelle enthält die Differenzen  $E_t - E_{15}$  nach beiden Formeln, die also innerhalb der Zehntausendstel übereinstimmen.

1) W. Jaeger u. R. Wachsmuth, Wied. Ann. 59. p. 578. 1896.

2) K. Kahle, Wied. Ann. 51. p. 197. 1894.

3) W. Jaeger u. K. Kahle, Zeitschr. f. Instrumenk. 17. p. 144. 1897; vgl. auch Wied. Ann. 64. p. 94. 1898.

4) Callendar u. Barnes, Proc. Roy. Soc. 62. p. 132. 1897. Die Formel lautet:

$$E_t = E_{15} - 0,001200(t - 15) - 0,0000062(t - 15)^2.$$

Tabelle VII.

$E_t - E_{15}$  für das Clarkelement.  
(In Volt.)

$t$	C. u. B.	P. T. R.
10°	+ 0,0058 <sub>5</sub>	+ 0,0058
20	- 0,0061 <sub>5</sub>	- 0,0061
30	- 0,0194	- 0,0194

Für die Differenz zwischen 0 und 15° finden Callendar und Barnes die Zahl 0,0166 int. Volt, welche nur um  $\frac{1,8}{10000}$  der electromotorischen Kraft des Clarkelementes grösser ist, als die hier gefundene.

Die entsprechende Formel für das Cadmiumelement lautet

$$E_t = 1,0186 - 0,000\,038\,(t - 20) \\ - 0,000\,000\,65\,(t - 20)^2 \text{ int. Volt.}$$

Charlottenburg, im März 1898.

(Eingegangen 15. Juni 1898.)

**18. Minimale Druck- und  
Temperaturschwankungen in der Atmosphäre;  
von Jul. H. West.<sup>1)</sup>**

Während der letzten Monate habe ich mit Hülfe eines recht empfindlichen Hefner-Alteneck'schen Variometers Beobachtungen angestellt, deren Ergebniss ich mir gestatten möchte, mitzutheilen.

Der benutzte Apparat, Fig. 1, weicht in einigen Einzelheiten von der Hefner-Alteneck'schen Anordnung ab. Zunächst ist das Ausgleichsrohr *a*, welches v. Hefner-Alteneck als Spitzenrohr ausgebildet hatte, durch einen etwa 3 mm langen Pflock *h* aus Kienholz (Streichholz)

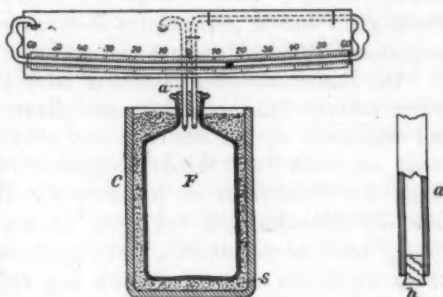


Fig. 1.

am unteren Ende verschlossen; durch die Poren dieses mit Wachs eingekitteten Pflockes kann die Luft genügend schnell aus- und einströmen. Diese Anordnung ist aus zwei Gründen dem Spitzenrohr vorzuziehen; erstens sammelt sich bei feuchter Witterung, wenn der Apparat im Freien aufgestellt ist, schnell Wasser in der Spitze an und verschliesst diese; zweitens ist es, da die Spitze sehr fein sein muss, schwierig, zwei gleich weite Rohrspitzen zu erzielen; deshalb zeigen zwei nebeneinander stehende Apparate, da der Ausgleich durch die Spitze die Bewegungen des Tropfens im Messrohr dämpft, meist verschieden. Diese Schwierigkeiten habe ich mit Hülfe des Holzpflockes überwunden. Um zu verhindern, dass die Feuchtigkeit der Aussenluft vom Holzpflock aufgesaugt wird und die Poren desselben

<sup>1)</sup> Nach einem in der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin gehaltenen Vortrage.

verschliesst, ist das Aussenende des Rohres erweitert, sodass es einen kleinen Pfropfen aus Watte aufnehmen kann, welcher letztere die einströmende Luft genügend austrocknet.

Das Messrohr, d. h. das Stück, in welchem der Tropfen sich bewegt, besteht aus drei geraden Strecken, von denen die mittlere horizontal ist; hierdurch soll bezweckt werden, den Apparat gegenüber den kleinsten Druckschwankungen namentlich bei stillem Wetter recht empfindlich zu machen. Die Dämpfung der Tropfenbewegung durch die Wirkung des Ausgleichsrohres ist nämlich grösser, wenn der Tropfen sich bergan als wenn er sich auf einer horizontalen Strecke bewegt; deshalb zeigt die ursprüngliche Bauart mit einem gleichmässig gekrümmten Messrohre viele kleinere oder langsamere Druckänderungen nicht an.

Der Rauminhalt der Flasche  $F$  ist 8,492 l. Zur Isolation gegen äussere Wärmeeinwirkungen dient das Cylinderglas  $C$  und Sägespäne  $S$ ; die letzteren sind oben mit Talg begossen, damit sie nicht vom Winde weggeweht werden. Die lichte Weite des Messrohres ist 2,5 mm; die Berechnung ergibt, dass ein Rohrabchnitt von etwa 2,4 mm Länge gleich ist  $\frac{1}{700000}$  des Flascheninhaltes, d. h. ein Scalentheil von 2,4 mm Länge würde bei einem Luftdruck von 760 mm einer Druckänderung von  $\frac{1}{1000}$  mm Quecksilbersäule entsprechen, wenn der Apparat nicht mit einer Reihe von Fehlerquellen behaftet wäre, die ich kurz anführen möchte.

1. Die Scalentheile gelten für isothermische Volumenänderungen; in der Flasche erfolgt indessen keine isothermische, sondern eine adiabatische Veränderung des Volumens; wenn der äussere Druck steigt, so wird die Luft in der Flasche zusammengedrückt und ihre Temperatur steigt, — umgekehrt, wenn der äussere Druck abnimmt. In beiden Fällen wird die Bewegung des Tropfens *verkleinert*. Die Temperaturänderung lässt sich aus der bekannten Gleichung

$$T - T' = T' \left[ \left( \frac{p}{p'} \right)^{1 - \frac{1}{k}} - 1 \right]$$

berechnen, in welcher  $T$  und  $T'$  die absoluten Temperaturen bei den Drucken  $p$  und  $p'$  sind, und  $k$  das Verhältniss der beiden specifischen Wärmen,  $C_p : C_v$  bedeutet. Aus der sich

ergebenden Temperaturdifferenz lässt sich der Fehler dann berechnen, — er beträgt ungefähr 27 Proc.; da jedoch ein Wärmeausgleich zwischen der Innenluft und der Flaschenwandung stattfindet, so ist der wirkliche Fehler etwas kleiner.

2. Die Scalentheile gelten für einen Druck von 760 mm; es ist deshalb eine Correctur nothwendig, welche den augenblicklichen Luftdruck berücksichtigt.

3. Da die Temperatur in der Flasche sich mit der Aussen-temperatur langsam ändert, so muss auch die Aenderung der ersten berücksichtigt werden.

Der Petroleumtropfen benetzt die innere Röhrenwandung und zwar bleibt um so mehr Petroleum an derselben haften, je schneller der Tropfen sich vorwärts bewegt. Dies ruft in verschiedener Beziehung Fehler hervor, nämlich:

4. Die lichte Weite des Rohres ändert sich, sodass der wahre Abschnitt des Rohres, welcher  $\frac{1}{1000}$  mm Quecksilbersäule entspricht, keine constante Länge hat. Die Theile der Scala gelten für das vollkommen trockene Rohr.

5. Um den Tropfen zu bewegen, ist infolge seiner Reibung an der Wandung ein Ueberdruck nothwendig, welcher um so grösser sein muss, je weniger Petroleum an der Wandung haftet.

6. Die Reibung wirkt ebenfalls hemmend während der Bewegung und zwar um so stärker, je schneller der Tropfen sich bewegt, weshalb bei lebhaften Schwankungen die beobachteten Druckänderungen nicht unerheblich hinter den wirklichen zurückbleiben.

Zu diesen Fehlern, welche für das ganze Rohr gelten, d. h. sowohl für das mittlere horizontale, wie für die beiden geneigten Stücke, kommen noch zwei Fehlerquellen, welche nur für die beiden geneigten Stücke gelten.

7. Wenn der Tropfen im linken geneigten Stück steht, so hat er das Bestreben, sich nach unten zu bewegen; er presst dabei die Luft in der Flasche zusammen mit einer Kraft, welche der senkrechten Componente des Druckes infolge der Schwerkraft entspricht. Es ist also Gleichgewicht vorhanden, wenn die Componente des Druckes infolge der Schwerkraft parallel zum Rohre gleich dem Ueberdruck auf die Endfläche des Tropfens ist. Nun ist, wie vorhin erwähnt, die Endfläche, d. h. die lichte

Weite des Rohres nicht constant, da zuweilen mehr, zuweilen weniger Petroleum an der Wandung sitzt. Auch das Gewicht des Tropfens schwankt, je nach der augenblicklichen Länge des letzteren.

8. Infolge der Zusammendrückung der Luft in der Flasche durch den Tropfen, wenn er in dem linken geneigten Stück steht, ist der Druck innerhalb der Flasche grösser als ausserhalb derselben; deshalb wird die Luft durch den Holzpflöck des Ausströmungsrohres hinausgepresst und der Tropfen bewegt sich langsam nach unten. Umgekehrt, wenn der Tropfen in dem rechten geneigten Stück der Flasche sich befindet; alsdann wird die Luft in der Flasche etwas verdünnt, sodass die äussere Luft durch das Ausgleichsrohr hineinströmt. Dieser Fehler lässt sich ziemlich genau fortschaffen, indem man vor dem Zusammensetzen des Apparates die unteren Enden der beiden Röhren mittels eines kurzen Gummischlauches verbindet und alsdann die Geschwindigkeit bestimmt, mit welcher der Tropfen in jedes der beiden geneigten Stücke nach unten sich bewegt. Bei der Aufzeichnung der Curven braucht man alsdann nur eine Hilfsabscissenaxe zu zeichnen, welche gegen die eigentliche Abscissenaxe um so viel geneigt ist, als der erwähnten Abwärtsbewegung des Tropfens entspricht.

9. Es ist fast unmöglich, Röhren zu bekommen, welche in Bezug auf Grösse und Form des inneren Canals auf längeren Strecken ganz gleichmässig sind; die geringste Verminderung der lichten Weite bewirkt aber durch die Capillarität Fehler. Die schwierigsten Stellen bieten die beiden Knie; indem ich das Rohr beim Biegen einem inneren Druck unterwarf, ist es mir gelungen, brauchbare Rohre zu erzielen.

Nur die grössten von diesen Fehlern lassen sich einigermaassen zahlenmässig verfolgen; der Apparat gestattet also, selbst wenn die Aufnahmen corrigirt werden, *keine genaue Messung* der auftretenden Druckschwankungen. Immerhin dürften die aufgenommenen Curven ein *einigermaassen zutreffendes Bild* von den Druckschwankungen geben.

Mit Hülfe dieses Apparates sind im Laufe der letzten Monate eine grössere Anzahl von Druckcurven im Freien aufgenommen worden; soweit meine Beobachtungen reichen, hat

sich gezeigt, dass *der Luftdruck nie constant ist*. Die Druckschwankungen verlaufen jedoch ganz verschieden und stets unregelmässig; sie sind um so grösser, je lebhafter die Luftbewegung, d. h. je stärker der Wind ist; dabei ist bemerkenswerth, dass die kleinen Minima stets mit einer momentanen Verstärkung des Windes zusammenfallen. Von den aufgenommenen Curven sind zwei in Fig. 2 und 3 dargestellt; die erste zeigt die Druckschwankungen, wie sie vom Apparat angezeigt wurden, bei etwas unruhigem Wetter, die letztere Figur dagegen bei fast unmerklichem Winde.

Die Ursache dieser kleinen Druckschwankungen dürfte sein, dass die Luftmassen, wenn sie infolge der bekannten Ursachen über die Erde hinstreichen, auf zahlreiche Hindernisse stossen, sodass sie bei der Vor-

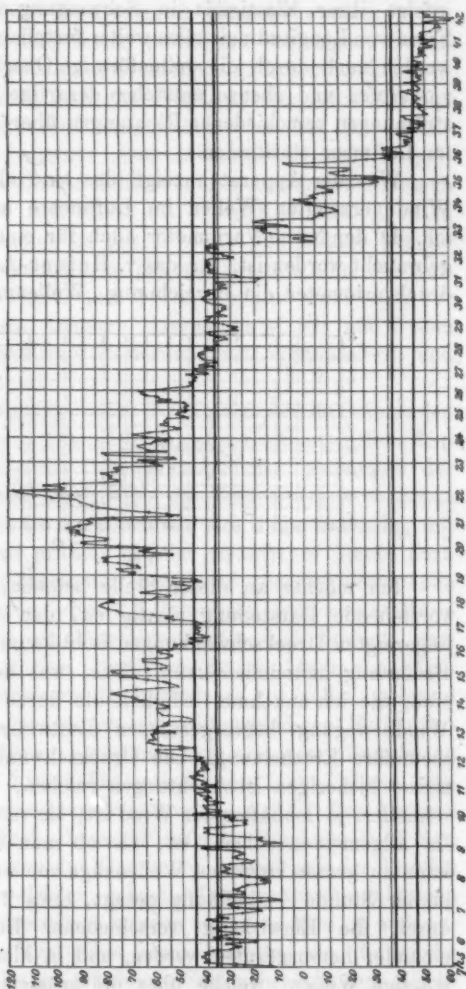


Fig. 2.



wärtsbewegung getheilt werden; wenn sie dann hinter einem solchen Hinderniss wieder aufeinander prallen, so gerathen sie infolge ihrer Elasticität in Schwingungen, die sich dann in Form von Longitudinalwellen weiter fortpflanzen. Solche Wellen werden auch durch die wellenförmige Oberfläche der Erde hervorgerufen und ebenso entstehen derartige Wellen, wenn Luftströmungen verschiedener Richtungen über- oder nebeneinander im Luftmeer stattfinden.

Was der Apparat anzeigt, das sind also lediglich die vom Winde erzeugten Wellen im Luftmeere und deshalb möchte ich, da der Name Variometer auch für einen anderen Apparat gebraucht worden ist, für das v. Hefner-Alteneck'sche Luftdruckvariometer die Bezeichnung „Wellenmesser“ vorschlagen.

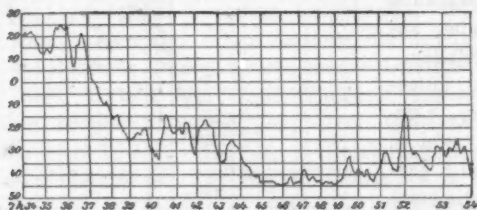


Fig. 3.

Ich möchte an dieser Stelle betonen, dass, wenn meine vorstehende Darstellung richtig ist, den von dem Apparate angezeigten Druckschwankungen wohl kaum eine prognostische Bedeutung zukommen kann. Das, was der Apparat anzeigt, sind, wie ich annehme, lediglich die durch die augenblickliche Windbewegung hervorgerufenen Luftwellen, also erst eine secundäre Erscheinung. Die Druckschwankungen sind, soweit meine bisherigen Beobachtungen reichen, um so grösser und schneller, je lebhafter der Wind ist; sie verschwinden nie ganz. Im allgemeinen scheint es, als ob man die Curven zerlegen kann in grosse langsame Wellenzüge von wenigen Oscillationen in der Stunde — beiläufig gesagt, etwa 2 bis 10 —, welche durch die Einwirkung verschiedener Luftströmungen aufeinander hervorgerufen werden, und in kleinere ganz unregelmässige Wellen, welche über die grössere Welle superponirt sind, und durch die zahlreichen Hindernisse, welche die Luft an der Erdoberfläche findet, hervorgerufen werden.

Die Beobachtung, dass der Luftdruck *nie constant ist, sondern sich immer ändert*, ist nicht neu, sondern im wesentlichen schon im Jahre 1873 von F. Kohlrausch gemacht worden.<sup>1)</sup> Es sind von ihm Curven mitgetheilt, welche mit denjenigen, die ich aufgenommen habe, ganz gut übereinstimmen, aus denen indessen hervorzugehen scheint, dass der Wellenmesser, wie ich ihn ausgestaltet habe, erheblich empfindlicher ist, als das damals von Kohlrausch benutzte Anäroidbarometer mit Spiegelablesung, denn die kleinsten Schwankungen kommen bei meinen Curven viel schärfer zum Ausdruck. Die Kohlrausch'schen Curven sind im Zimmer an der Leeseite des Hauses bei geöffnetem Fenster aufgenommen, dagegen hatte ich bei der Aufnahme der Curven Fig. 2 und 3 den Apparat im Freien vor den Fenstern stehen. Andere Curven habe ich auf freiem ebenen Felde in erheblicher Entfernung von Wohnhäusern und Bäumen aufgenommen.

Die Ueberlegung liegt nahe, dass infolge der fortwährenden Zusammendrückung und Ausdehnung der Luft unter dem Einflusse des schwankenden Druckes auch die Temperatur der Luft sich ändert, und zwar muss die Temperaturcurve genau parallel laufen mit der Druckcurve. Ich habe versucht, mit einfachen Mitteln zu prüfen, ob dies zutrifft; es diente dazu ein Differentialluftthermometer, bestehend aus zwei Glaskolben von gleichem Volumen (etwa 1,7 l), welche mittels eines Messrohres, in welchem ein Petroleumtropfen sich bewegt, verbunden waren. Der eine Glaskolben ist mit Hülfe von Sägespänen und eines grösseren Cylinderglases gut isolirt, während der andere Kolben aus einem sehr dünnwandigen Ballon besteht. Die Wandstärke berechnet sich aus dem Gewicht zu ungefähr 0,2 mm. Einem Scalentheile von 1 mm Länge entspricht eine Temperaturzunahme von  $\frac{1}{100000}^{\circ}\text{C}$ . Der Apparat ist äusserst empfindlich, denn hält man die Hand nur 2—3 Sec. in  $\frac{1}{4}$  m Entfernung von der Flasche, so bewegt sich der Tropfen schnell fort. Da es sich um schnelle Temperaturschwankungen handelt, welche nachgewiesen werden sollen, so kann es sich natürlich um genaue Messungen nicht handeln, da die grosse Luftmasse in dem Ballon erhebliche Zeit gebraucht, um gleich-

1) F. Kohlrausch, Pogg. Ann. 150. p. 427—425. 1873.

mässig erwärmt oder abgekühlt zu werden. Es würde aber auch für den Zweck vollständig genügen, wenn eine Uebereinstimmung zwischen der Druck- und Temperaturcurve so weit zu erlangen wäre, dass Zunahme und Abnahme bei beiden Curven gleichzeitig erfolgt.

Es hat sich nun gezeigt, dass eine solche Uebereinstimmung nur selten constatirt werden kann. Im allgemeinen sind die Temperaturänderungen, welche in der Nähe unserer Wohnungen — jedenfalls im Winter, wenn die Wohnungen geheizt werden — auftreten, bei weitem grösser als die Temperaturänderungen, welche nachgewiesen werden sollten. Dies gilt nicht nur in der unmittelbaren Nähe der Häuser, sondern selbst in erheblicher Entfernung von denselben. Ich habe beispielsweise auf flachem Feld zwischen Friedenau und Südende Curven aufgenommen, aus denen hervorgeht, dass die von diesem Thermometer angezeigten Temperaturschwankungen viel grösser sind, als die theoretisch sich ergebenden, trotzdem die Entfernung bis zu den nächsten Häusern in der Windrichtung nahe an 1,5 km betrug. Deshalb wird es nothwendig sein, um diese Temperaturschwankungen nachzuweisen, hinauszuziehen in erheblich grössere Entfernung von menschlichen Wohnungen, und natürlich wird es sich dann empfehlen, mit empfindlicheren Apparaten, z. B. mit einem Bolometer, die Untersuchungen anzustellen.

(Eingegangen 28. März 1898.)

**19. Werthe der erdmagnetischen  
Elemente zu Potsdam für das Jahr 1897;  
von M. Eschenhagen.**

(Mitgetheilt vom magnetischen Observatorium des königl. preussischen  
Meteorologischen Instituts.)

Aus den durch photographische Registrirung erhaltenen Werthen für alle vollen Stunden Potsdamer Zeit des Jahres 1897 sind nach der Reduction auf absolutes Maass folgende Mittelwerthe erhalten worden:

Element:	Werthe für 1897:	Änderungen gegen 1896:
Declination:	10° 9,7' West	- 4,6'
Horizontalintensität:	0,18775 C.G.S.	+ 0,00 028
Verticalintensität:	0,43398 C.G.S.	- 0,00 006
Inclination:	66° 36,3' Nord	- 2,1'
Totalintensität:	0,47286 C.G.S.	+ 0,00 007

In den Instrumenten ist kein Wechsel eingetreten, sodass die Werthe mit denen des Vorjahres vergleichbar sind. Sichere Angaben für die Säcularvariation lassen sich indess erst aus mehrjährigen Mitteln ableiten.

Magnetische Störungen von längerer Dauer und grossem Betrage fanden an folgenden Tagen statt: Jan. 2., April 2., 20., 23., Dec. 11., 20., 21.

Die Zahl der Stunden, an welchen überhaupt Störungen einschliesslich der von kürzerer Dauer auftraten, betrug in Declination 425, in Horizontalintensität 922, in Verticalintensität 346. Sie ist also gegen das Vorjahr nicht unwesentlich zurückgegangen.

Das Auftreten sehr kleiner Schwingungen (Elementarwellen) wurde häufig bemerkt und in vielen Fällen durch einen besonderen Feinregistrirapparat aufgezeichnet.

Die magnetische Landesaufnahme erstreckte sich im Jahre 1897 auf Beobachtungen an 32 Stationen, welche innerhalb eines Abstandes von 40 km von Potsdam belegen waren.

Im Jahre 1898 soll die Vermessung auch auf entferntere Orte ausgedehnt werden.

Eine Gefahr droht der Thätigkeit des Observatoriums durch die mehr und mehr an Ausdehnung gewinnenden electrischen Bahnen, bei denen oberirdische Stromzuleitung und Rückleitung durch die Schienen bez. die Erde vorhanden ist. Eine Bestimmung der Entfernung, bis zu welcher solche Bahnen noch einen Einfluss ausüben, soll baldigst versucht werden, vorläufig ist ein Protest erhoben gegen alle Anlagen der beschriebenen Art innerhalb eines Schutzkreises von 15 km Radius, um die Möglichkeit zu wahren, Untersuchungen auch der kleinsten Veränderungen, wie sie durch die erwähnte Feinregistrirung geschehen, auch fernerhin ausführen zu können.

(Eingegangen 31. Mai 1898.)

---

#### Berichtigungen.

- H. du Bois: p. 404. Z. 8 v. u.: gewissen statt nachgewiesenen.  
 p. 405. Z. 4 v. u.: eine Fernwirkung statt die Wirkung.  
 p. 406. Citat 1) hinzuzufügen: Vgl. indessen auch: Föppl, Die Geometrie der Wirkung. p. 4 u. f. Leipzig 1897.
-

tc.

erte

ms

ec-

nd

st.

ah-

en,

oe-

km

uch

in-

en.

n.

Vir-

opl,

897.

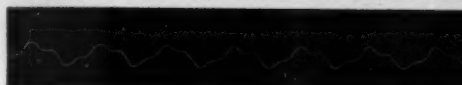
Nr  
1



2



3



4



5



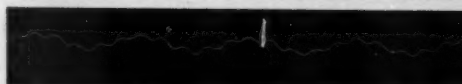
6



7



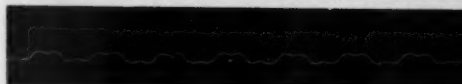
8



9



10



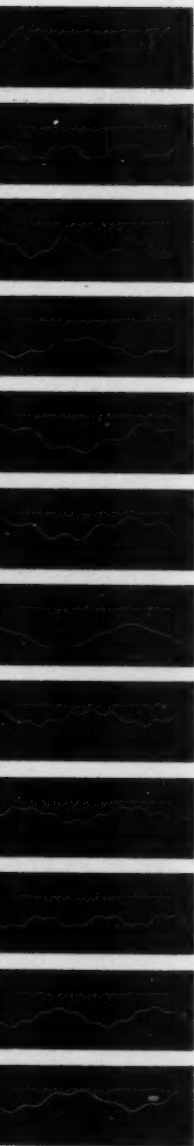
11



12







13



25

14



26

15



27

16



28

17



29

18



30

19



31

20



32

21



33

22



34

23



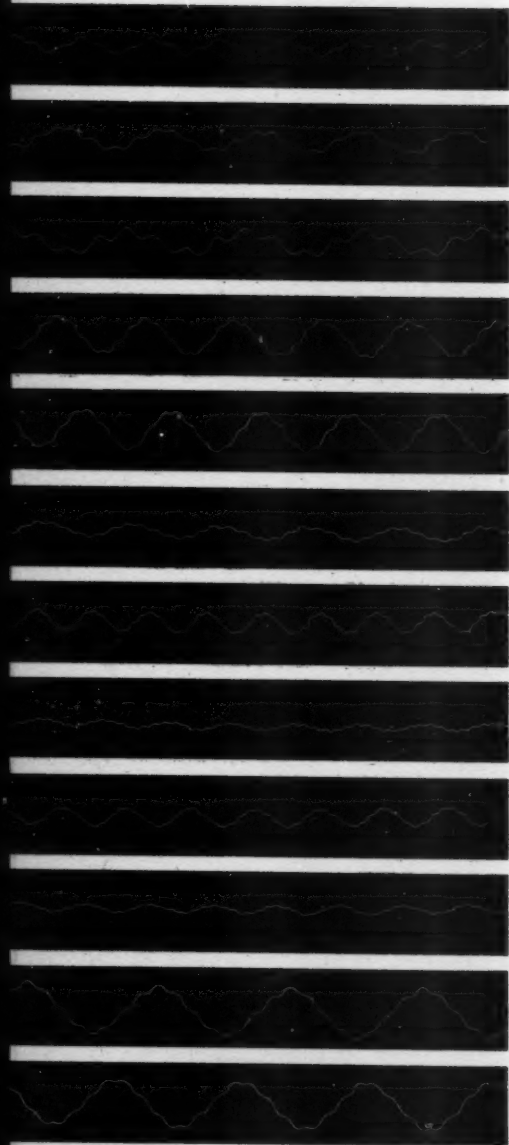
35

24



36

Klinkert.



25



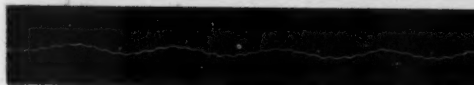
26



27



28



29



30



31



32



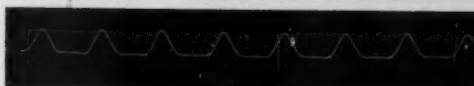
33



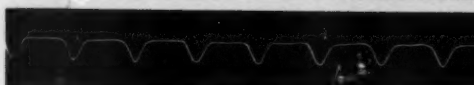
34



35



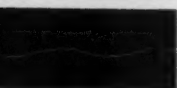
36



Klinkert.



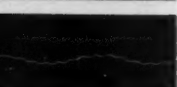
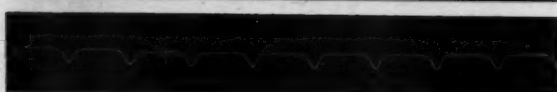
37



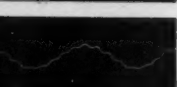
38



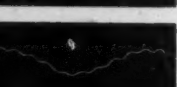
39



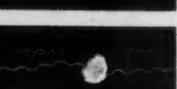
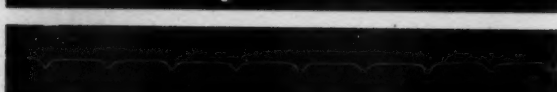
40



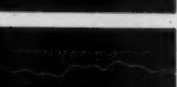
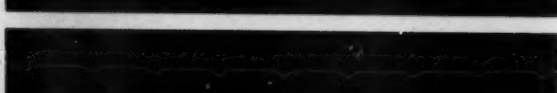
41



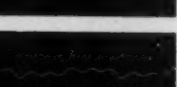
42



43



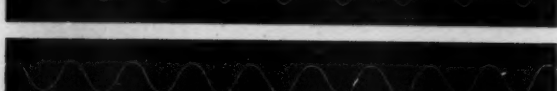
44



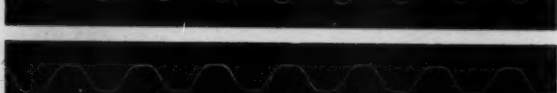
45



46



47



48



Nr

49



50



51



52



53



54





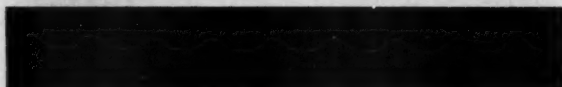
55



61



56



62



57



63



58



64



59



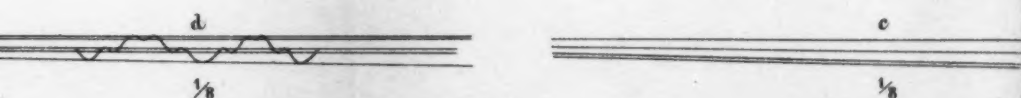
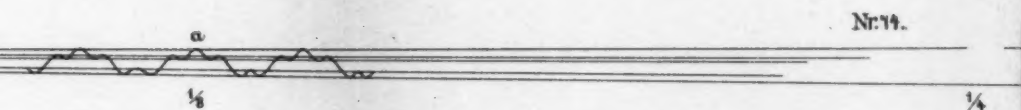
65



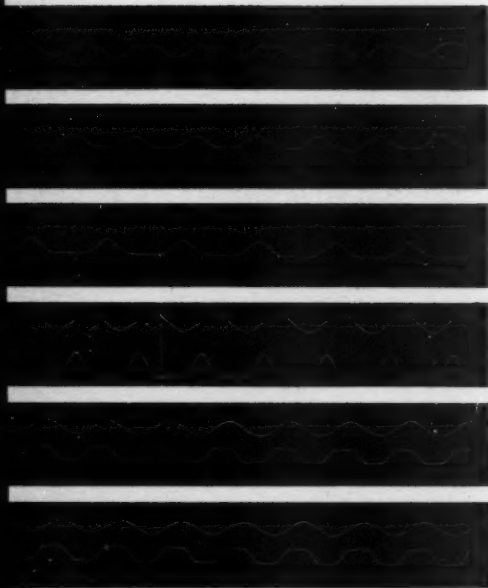
60



66



Klinkert.



61



62



63



64



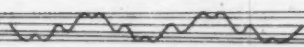
65



66



Nr 13.



$\frac{3}{10}$

$\frac{2}{3}$

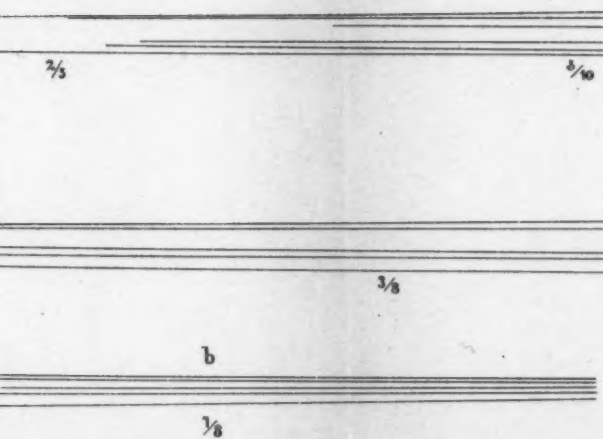
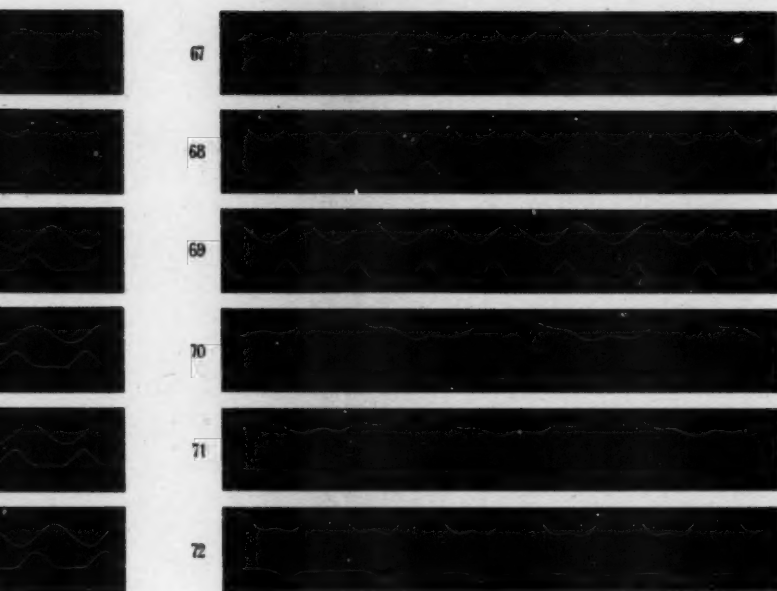
Nr 14.

$\frac{1}{4}$

c

$\frac{1}{8}$

Klinkert.







Bernh. Halk, Steglitz b. Berlin.

Nicolprismen  
Quarsprismen  
Glasprismen  
Planplatten

etc. etc.

Preislisten versende kostenfrei.

## Die Annalen der Physik und Chemie

sind das vornehmste u. bewährteste Anknüpfungsmittel auf dem Gebiete der Physik und Elektrizitätslehre!

Preis pro Jahrg. Festschelle Mk. 10.  
Bei Wiederholung entsprechender  
Rabatt!



**Chr. Harbers, Leipzig,**  
Specialhaus für Photographie-Bedarf.

Gegründet 1880.

Lieferant Königl. und Universitäts-Behörden.



Mein Preislisten-Cyclus, redigirt von Professor Dr. G. Aephard, ist in 17 Heften mit ausführlichem Inhaltsverzeichnis erschienen, und bildet, von allen Seiten anerkannt, ein werthvolles Nachschlagebuch.

Meine werthen Kunden erhalten den Cyclus in hocheleganter Sammelmappe, wie auch weiter erscheinende Hefte, gratis und franco.

Andera Reflectanten zahlen hierfür M. 2.50.

Heft I, mit wissenschaftlichen und gebräuchlichen Namen aller in Betracht kommende Chemikalien, wird Jedermann bereitwilligst gratis und franco zugesandt. Jede Auskunft wird bereitwilligst erteilt.

Leipzig, Markt 6. I.

Chr. Harbers.

Im Verlage von Quandt & Händel in Leipzig ist erschienen:

### Physikalische Demonstrationen.

Anleitung zum Experimentiren im Unterricht an Gymnasien, Realgymnasien, Realschulen und Gewerbeschulen. Von Dr. Ad. F. Weinhold, Prof. an den techn. Staatslehranstalten in Chemnitz.  
3. verbesserte u. vermehrte Auflage. Mit 550 Figuren u. 4 Tafeln.  
(In 3 Lieferungen.) 1. Lieferg. Preis 8 M.

## Fabrik elektrischer Apparate Dr. MAX LEVY

2a Chausseestrasse BERLIN N. 4 Chausseestrasse 2a

== Specialfabrik für Röntgenapparate. ==

Die Fabrik besteht aus 4 Abtheilungen:

1. der mechanischen Werkstätte zur Herstellung von Induktoren, Unterbrechern etc.;
2. der Werkstätte zur Herstellung von Bariumplatinenaufl.- und Verstärkungsschirmen;
3. der Glasbläser- und Pumpstation zur Herstellung von Röntgenröhren;
4. der Abtheilung für Nebenapparate, wie Kassetten, Stative, Tische etc.

Illustrierte Preisliste, Drucksachen, Vorschläge kostenfrei.

# **Gährungsphysiologisches Laboratorium** von **Alfred Jörgensen zu Kopenhagen (V).**

*Gegründet 1861.*

## **Praktikanten-Laboratorium.**

Unterrichtskurse in Gährungsphysiologie und Gährungstechnik für Anfänger und für weiter Fortgeschrittene mit besonderer Berücksichtigung des **Hansen'schen Systems** für Reincultur und Analyse der Hefen, sowie der Anwendung ausgewählter Heferasen in der Praxis. Vergleichende Versuche mit Massenculturen. Propagierapparate. Aufbewahrung der Hefen. Betriebscontrollen. Reinculturen von Milchsäurebakterien, Essigsäurebakterien u. s. w. Zymotechnische Luft- und Wasser-Analyse. — Das Laboratorium besitzt eine ausgewählte Sammlung von Culturen, Knochenschnitten, Säugethierepithelen und Gährungsbakterien.

Jeder einzelne Studierende empfängt separaten Unterricht je nach Standpunkt und Studienzweck. Der Unterricht wird in der deutschen, englischen, französischen und dänischen Sprache gegeben. Zutritt nach Vereinbarung. Lehrbücher: H. Ohr. Hansen, „Untersuchungen aus der Praxis der Gährungsindustrie“ (Oldenburg, München), 3. Ausgabe. Auch englische und französische Ausgabe. Alfred Jörgensen, „Die Mikroorganismen der Gährungsindustrie“ (Parey, Berlin), 3. Ausgabe. Auch englische und französische Ausgabe.

## **Laboratorium für analytische Untersuchungen und für Hefenreinzucht.**

Aufschlüsse in allen auf Hefe und Gährung sich beziehenden Fragen. Betriebscontrollen. Betriebsrevisionen mit specieller Berücksichtigung der rationalen Behandlung der Hefe. Analysen von Hefen, Malt, Wasser u. s. w. — Reine Culturen von ausgewählten Heferasen (Hansen's Methode): Hefen für Exportbiere (darunter Hefen mit sehr hohen Vergährungsgrade), für gewöhnliche Lagerbiere (helle und dunkle Biere), für Fass- oder Schenkbiere, Übergährige Hefen für schnell klärende, schwach vergohrene Biere, für stark und schwach vergohrene Lagerbiere, Hefen für Brennerel, Hefefabrikation, Lufthefefabrikation, Meishefen, Weishefen, Fruchtweinsäuren u. s. w. Milchsäure vergärende Hefen. — Herstellung reiner Culturen aus unreinen Hefeproben. — Ausführliche Anleitung zum Gebrauche der Hefe in der Praxis. Anleitung an Ort und Stelle zur Anwendung des Hefepropagierapparates. Eine Reincultur einer geprüften Heferasse kann mitgebracht werden. — Gegen eine jährliche, sehr mässige Entschädigung führt das Laboratorium die notwendigen Analysen für Haupt- und Nachgährung aus, ertheilt erfahrungsmässige Rathschläge und Aufklärungen und versieht den Betrieb mit einer passenden Anzahl Hefe-Reinculturen. — Untersuchungen wegen Patentsachen bezüglich des Gährungswezens.

**Ausführliches Programm resp. Tarif gratis und franco.**

## **Pankeninductoren zu Röntgen'schen Versuchen.**

Compensationsapparate mit Clarke's Normalelement,  
Rheostaten, Verschaltwiderstände, physikalische Apparate,  
Elemente und Tauchbatterien.

**Ampèremeter, Voltmeter, Milli-Ampèremeter.**

Vierspulisiges astatisches

**Spiegelgalvanometer**

von Dr. du Bois und Prof. Dr. Rubens.

**Pyrometer mit Thermo-Element.**

== Preisverzeichnisse kostenfrei. ==

**Keiser & Schmidt,**

Berlin N., Johannisstrasse 20.

Brüssel 1888, Chicago 1893, Erfurt 1894:  
Vortrefflichkeitspreise und höchste Auszeichnungen.

## Ephraim Greiner, Stützerbach (Thür.)

(Inhaber: Bieler, Greiner & Kühn)

### Glas-Instrumenten-, Apparaten- u. Hohlglas-Fabrik.

Fabriert und liefert aus Glas von vorzüglich chemisch-technischer  
Beschaffenheit als Spezialitäten:

Apparate u. Instrumente jeder Art für Chemiker, Physiker, Aerzte, Pharma-  
ceuten, Techniker, allerlei Fabrikgebrauch, zur technischen Gasanalyse, zur Maas-  
analyse, zur Prüfung u. Untersuchung von Milch etc. — Patent-Kühlschappat;  
nach Dr. Ferd. Ewan. Glashähne D.R.G.M.

**Neu!** Gesichte chem. Messgeräthe nach Vorschrift d. K. Normal-Alch.-Com.  
Gesichte Thermo-Alkoholometer nach Gewichtsprincipien u.  
Thermo-Arcometer f. Mineralöle u. specif. Gewicht, mit Alchschalen.  
**Normal-**Arcometer, -Milchprober, -Saccharometer, -Thermometer,  
sowie chemische Thermometer aus Jenaer Normal- und Be-  
weisklasst, mit und ohne zeitlichen Prüfungsschein.

Wagen für alle speziellen Flüssigkeiten der Alkoholometrie, Arcometrie,  
Saccharometrie etc.

Thermometer für alle Zwecke, Quecksilber-Barometer u. Barometer-  
röhren.

Glasröhren u. -stäbe. In der Glashütte gefertigte Hohlglasartikel.  
Horn- u. Beinwaaren, Platin- u. Porzellangeräthe, Glative u. Au-  
rüstungsartikel.

Analysen-, Brief-, Hand-, Hydrostatische, Präcisions- u. Tauchwaagen,  
sowie Gewichte, gesicht u. ungesicht, bester Qualität, zu Fabrikpreisen.

Exakte Expert nach allen Mässen. Mässige  
Ausführung. Kataloge auf Wunsch franco. Preise.

## R. Fuess

mechanisch-optische Werkstätten.

Steglitz bei Berlin.

**Abth. I.** Spectrometer, Quars- und Vacuum-Spectro-  
graphen n. V. Schumann, Gitterspektrographen, Re-  
fractometer und Goniometer verschiedenster Construction.  
Kellistaten, Kathetometer, Ableseröhre.

Polarisations- und Axenwinkelapparate.

Mikroskope für physikalische u. mineralog. Untersuchungen.

Krystallpräparate, Dünnschliffe, Prismen, Linsen.

Schneide- und Schleifmaschinen.

Projectionenapparate und optische Bänke (reichhaltigster Ca-  
talog auf diesem Gebiet).

Vergleichungs- und mikrophotographische Apparate.

**Abth. II.** Sämmtliche Instrumente für Meteorologie etc.:  
Stations-, Reise-, Laboratoriums- und Schiffbarometer; registri-  
rende Barometer; Thermometer für chemisch-physikalische und  
technische Zwecke, registrirende Thermometer; Anemometer  
für die Controle der Ventilation in Gebäuden und Berg-  
werken; Wind- und Regenmesser, einfach und registrirend.

**Abth. III.** Apparate für Hydrotechnik etc.

= Sämmtliche Instrumente sind meist am Lager. =

## Dr. Schleussner's Trockenplatten

erfreuen sich auch in wissenschaftlichen Kreisen wegen ihrer hohen **Empfindlichkeit und Gleichmässigkeit** einer allgemeinen Beliebtheit.

**Spezialitäten:** Momentplatten für Astronomische und Röntgenaufnahmen, für Aufnahmen fliegender Geschosse, **Microphotographie** und **Spectralphotographie**. — **Orthochromatische Platten**, Abziehplatten für Lichtdruck, Celluloidfolien.

**Trockenplattenfabrik a. Actien**

vormals **Dr. C. Schleussner in Frankfurt a. M.**

**Werkstatt für Präcisionswaagen von Paul Bunge**  
**Hamburg, Ottenstr. 13.**

Physikalische und analytische Waagen mit und ohne Abwerrichtung, Gewichte aus Argentin, Ni., verzinntem Messing, Beryllium, Platin, Nickel mit erhöhter Genauigkeit unter sich und mit den Normalen übereinstimmend.



Neuheit! Physikalische Waage mit Vorrichtung zur Vertheilung der Waagschalen bei gleichem Gewicht mit Messer- und Conservationsvorrichtung auf 5 Meter, zur Vertheilung von Gewichten, bis 1 kg. Tragfähigkeit.

Analytische Waage mit Vorrichtung beim Aufstellen der Wägesubjekte das Gewicht derselben sofort in Grammen abzulesen. — Cataloge gratis und franco.

## Gülcher's Thermosäulen mit Gasheizung.

Vortheilhafter Ersatz für galvanische Elemente.

Constante electromotorische Kraft.

Geringer Gasverbrauch.

Hohes Nutzeffect.



Keine Dämpfe kein Geruch.

Keine Polarisation, daher keine Erschöpfung.

Betriebsanordnungen angeschlossen.

Einzigster Fabrikant: **Julius Pintsch, Berlin O., Andreasstr. 72/73.**  
Niederlage auch bei **E. Leybold's Nachf., Cöln a. Rhein.**

D. R. Patent No. 44 146.

**Linear- und Flächen-Bolometer**  
nach Lummer-Kurlbaum.  
**Platinblech zu den Gittern 1/1000 mm.**

== Preislisten kostenlos. ==

**Paul Görs,**  
Berlin SW. 47, Hagelsbergerstr. 5.

**Max Kohl, Chemnitz i. S.**

**Werkstätte für Präzisionsmechanik,**

*fertigt als Spezialität:*

**Grosse Funken-Induktoren**

in höchster Vollkommenheit und gegen Durchschlagen gesichert, von 100—1000 mm Schlagweite, mit Platin- und Quecksilber-Unterbrecher.

**Neuheit: Retirender Quecksilber-Unterbrecher f. grössere Induktoren.**

Dieser Apparat funktioniert vorzüglich und arbeitet ohne Spritzen. Er eignet sich speziell für Röntgen-Aufnahmen sowie Durchleuchtungen, seine Schnelligkeit ist in weiten Grenzen regulierbar.

**Neue, vorzügliche Röntgen-Röhren.**

Praktische Stative für dieselben, mit schwerem Eisenguss, langer isolierender Klemme, gestattend, die Röhre jedem Körpertheil beliebig zu nähern.

**Kryptoskope in verbesserter, sehr bequemer Anordnung.**

Fabrikation physikalischer Instrumente, Apparate nach Tesla, Hertz, Mareoni.

**Alle Apparate für Versuche mit Strömen hoher Wechselzahl.**

**Projektionsapparate für Bogenlicht, Kalklicht oder Zirkonbeleuchtung, mit angesezierter optischer Bank.**

Durch einfache, aber vertheilhaftige Anordnung ist es möglich, einen derartigen Apparat mit guter Optik schon zu sehr mässigen Preisen zu liefern.

Vollständige Einrichtungen von physikalischen und chemischen Auditorien in gediegener, zweckmässiger Ausführung. Referenzen von Universitäten, technischen Hochschulen, Gymnasien, Realgymnasien etc. stehen zu Diensten. Bis jetzt sind 100 Einrichtungen geliefert worden.

**Spezial-Listen auf Wunsch.**



**E. Leitz, Wetzlar.**

Filialen: Berlin N.W. u. New York 411 W. 59. Str.

**Mikroskope**

**Mikrotome, Lupen-Mikroskope und  
mikrophotogr. Apparate.**

**Ueber 40000 Leitz-Mikroskope im Gebrauch.**

Kataloge in deutscher, englischer und französischer  
Sprache kostenfrei.

# Röntgen-Apparate

vorzüglichster Wirkung

fertigt als Spezialität

## Voltohm

Elektricitäts-Gesellschaft A.-G.

München.

Anerkennungen hervorragender Autoritäten.

*Prospekte und Preise kostenfrei.*

## Thüringische Glasinstrumentenfabrik

von

Alt, Eberhardt & Jäger

in Ilmenau (Thüringen).

*Eigene Hohlglashüttenwerke.*

Glasschleiferei, Lampenbläsereien, Thermometer- und Holzwaarenfabriken.

Mechanische Werkstatt, Schriftmalerei und Emailiranstalt.

**Apparate**

für alle speziellen Untersuchungen der Technik.

**Artemeter** (amtlich geprüft) für Wissenschaft und Technik.

**Lager von Glasgefäßen**

für naturwissenschaftliche Museen, Apotheken, Laboratorien.

*Vollständige Einrichtungen von chem. Laboratorien.*

**Naturwissenschaftliche Apparate und Utensilien.**

Bacteriologische, gasanalytische, bodenkundliche, chemische, physikal. u. mikroskopische Glasapparate.

**Amtlich geprüfte Thermometer aus Jenaer Normalglas.**

**Chemische u. Aerzliche Thermometer mit Prüfungsscheinen.**

*Glasgefäße aus Jenaer Gerüstglas.*

Sämtliche Apparate werden auf das Exacteste nach neuesten wissenschaftlichen Principien ausgeführt und vor dem Versandt auf ihre Brauchbarkeit im eigenen Laboratorium geprüft.



# Apparate für Marconi'sche und Hertz'sche Versuche

nach Angabe von

**Prof. Dr. Szymanski.**

**Koiser & Schmidt, Berlin N., Johannisstr. 20.**

## Gustav Eger, Graz.

Anfertigung und Lager  
chemischer, physikalischer, bak-  
teriologischer Instrumente und  
Apparate.

Vollständige Einrichtung von  
chemischen Laboratorien.  
Automatische continuirlich wirk-  
kende Quecksilberpumpen (Patent  
Eger), vorzüglich geeignet zum An-  
pumpen von Röntgen-Röhren u. dgl.  
Wasserstrahl Saug- und Gebläse-  
pumpe eigener Construction.  
Eigene Glasbläserei, Glasschleiferei u.  
Mechanische Werkstätte.

Zu kaufen gesucht:

Poggendorf's Annalen der Physik  
Bd. 81—83 (1834).

Johann Ambrosius Barth,  
Verlagsbuchhandlung in Leipzig.

Abnehmbare Glasschalen  
(D. R. G. M.)



Beleuchtbares  
(D. R. G. M.)

Goldene Medaillen:  
Dresden 1894, London 1897.  
Schnellschwingende Analysen-Wagen  
mit const. Empfindlichkeit.  
A. Verbeek & Peckhult, Dresden-A.  
No. 4, Gärtnergasse No. 4.

## Projections-Apparate.

Optisches Institut von



A. Krüss in Hamburg.

## Glasphotogramme.

Spectral-Apparate, Spectrometer,  
Spectrophotometer.

Photometer u. Luminär-Brechen.

Optisches Institut  
von A. Krüss in Hamburg.  
Inhaber Dr. Hugo Krüss.

## Physikalisch-mechanisches Institut

VON

**Prof. Dr. M. Th. Edelmann in München.**

Präcisions-Messapparate im Bereiche von Elektrizität,  
Erdmagnetismus, Elektrotechnik etc.  
(Preisverzeichnisse, reich illustriert, gratis.)

# Ia. Chlormagnesium

geschmolzen und krystallisiert

liefert als Spezialität:

**„CONCORDIA“, chemische Fabrik auf Actien,**

Leopoldshall bei Staassfurt,

für Spinnereien, Webereien, Appretur-Anstalten, Färbereien,  
Brauereien und Eis-Fabriken als Kälte übertragende Flüssigkeit  
(Ersatz für Chlorkalcium), zur Darstellung von Magnesia-Steifen und  
-Fliesen etc. etc.

*mit Muster und Preise stehen an Diensten.*

**DR. H. GEISSLER'S NACHF. FR. MÜLLER**

Gegründ. 1840 — BONN — Gegründ. 1840.

**Specialität: Roentgen-Röhren**

Neuheit. — Einpolige Roentgen-Röhren für Tesla-Ströme nach Dr. Pfüger. — Neuheit  
von vorzüglicher Wirkung, Anfertigung von Röhren jeder  
gewünschten Art nach Angabe, Giesler- u. Crookes-Röhren.

Spectralföhren, Teelröhren, Argon- u. Heliumröhren etc.

Quecksilberluftpumpen, Präcisions-Glasinstrumente.

**Wissenschaftliche und technische Instrumente**

für  
elektrische und magnetische Messungen

liefern

**Hartmann & Braun, Frankfurt a. M.**

Die Firma unterhält ein mit allen modernen Hilfsmitteln  
reich ausgestattetes, unter wissenschaftlicher Leitung stehendes  
Laboratorium in besonderem Institutsgebäude.

Der 10 Bogen starke Katalog in 3 Ausgaben — deutsch, englisch,  
französisch — mit 200 Abbildungen und Beschreibungen, enthält ins-  
besondere:

**Galvanometer**

verschiedener Gattung, mit Angaben über Empfindlichkeit,  
alle Arten von

**Widerstands-Messinstrumenten,**

**Normalien**

nach Modellen der Physik.-Techn. Reichsanstalt,  
sämtliche von Fr. Kohlrausch konstruirten Apparate,  
**neues Instrumentarium für Schulzwecke.**

Ferner für elektrische Leitungen

**Ampère- u. Voltmeter, Wattmeter u. Zähler**  
für Gleich- und Wechselstrom jeder Messgrösse.

# Franz Schmidt & Haensch,

Werkstätten für Präzisions-  
Mechanik und Optik,

Berlin S.,

Str. Wehrstr.  
No. 4.



Polarisations-Apparate, Spektral-Apparate, Spektrometer,  
Photometer, Spektral-Photometer, Colorimeter, Refraktometer,  
Projektions-Apparate mit sämtlichen Neben-Einrichtungen (optische  
Bänke etc.), mikrophotographische Apparate, Ables-Fernrohre  
und -Mikroskope etc. etc.

*Prospecte gratis und franco.*

**J. C. Hauptmann, Leipzig, Johannissgasse 10.**

Inhaber: Jul. Carl Hauptmann.

Telegr.-Adr.: Hauptmann Elektrotechniker Leipzig.



**Quecksilberunterbrecher mit Elektromotor**  
eigener Construction.

**Funkeninduktoren D. R.-P. No. 97887**

von 10—100 cm Funkenlänge.

Lieferung kompletter Einrichtungen für Röntgen-Ateller's.

Elektromotoren von 1/30 P.S. an.

Dynamomaschinen für Demonstrationszwecke etc.

**Rich. Magen, Optiker und Mechaniker,  
BERLIN N.W. 43, Scharnhorststr. 34a.**

*Für Spiegelgelenkmesser:* Planparallel-Spiegel von 3 bis 30 mm Durchm. Ganz dünn u. leicht, sowie Hohlspiegel von 14 mm Durchm. 1—1,5 cm. bis 2 Mr. Focus. Glasscheiben von  $\frac{1}{2}$  bis 1 cm. Mr. lang. Massstäbe in Glas und Metall (in beliebigen Intervallen) bis  $\frac{1}{2}$  mm genau. Interferenzgitter für Schalen von 10—400 Striche per mm. Planparallelglas jeder Stärke. Glasprismen. Metallspiegel in Spiegelmetall. Preisverzeichnis gratis.

**Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.**

Seeben erschien und sei bestens empfohlen:

**Ueber das Pathologische**

bei

**GOETHE**

VON

**Dr. P. I. Wüblus,**

Nervenhart in Leipzig.

broschirt M. 2.40, gebunden M. 3.20.

Goethekenner, Goetheforscher, Goethefreunde, die ganze grosse Goethegemeinde, sie alle werden überrascht sein von diesem Buche. Für sie ist es ein Ereignis. Also auch Goethe, dessen klassische Ruhe nicht zum wenigsten ihm den Namen Olympier eingetragen, auch er ein Kranker? Nun so schlimm ist's nicht. Aber es ist wohl das erste Mal, dass er von einem Mediciner ausschließlich wissenschaftlich pathologisch auf's Korn genommen wird. Der Verfasser prüft, nachdem er einen erläuternden Abriss des Wesens der Psychiatrie vorausgeschickt und Goethes Verhältnis zu dieser und der Pathologie überhaupt eingehend beleuchtet hat, die Figuren Goethes auf ihre pathologisch richtige Zeichnung hin. Schliesslich kommt Goethe selbst an die Reihe. Ihn und dessen Familie widmet er die grössere Hälfte des 206 Seiten umfassenden Buches. Das Pathologische in Goethe selbst aber zu besprechen nennt der Verfasser die schwierigste Aufgabe. Sie ist ihm aber gelungen. Bei der ihm eigenen flüssigen Sprache ist er so klar, leichtverständlich und überzeugend, dass dem Leser gar keine Ahnung kommt von der Schwierigkeit der Aufgabe, die ein sehr exactes Quellenstudium erfordert hat. Das hochinteressante Werk schliesst mit der empfindsamen Betrachtung: „Man sagt, dass die Familien wie die Einzelnen eine bestimmte Lebensdauer haben. Der Stamm Goethes ist verdorrt; seine Familie trieb in ihm eine köstliche Blüthe und strömte damit ihre Kraft aus. Nach ihm aber folgten nur noch lebensschwache Triebe. Der Genius erscheint auf der Erde nicht, um die Zahl der Menschen zu vermehren; seine Werke sind seine unsterblichen Kinder.“

Diesem Hefte liegt Katalog Nr. 20 der Firma Richard Jordan in München bei: Bibliothek des † Prof. Dr. L. Sohncke in München, I. Abthlg.: Physik und Meteorologie, wovon die umfangreiche II. Abthlg. „Separata etc.“ apart auf Verlangen geliefert wird.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

22-1C

